

Paris 1971

ORSAY
Série A
N° d'ordre
554

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES APPLIQUEES

par

Philippe J. SINAÏ

QUELQUES APPLICATIONS DES RAYONNEMENTS CORPUSCULAIRES
ET ELECTROMAGNETIQUES A CERTAINES PROPRIETES PHYSIQUES
DES VERRES OPTIQUES

Soutenue le 18 mars 1971, devant la Commission d'Examen

MM.	M. MAGAT	Président
	J. BUSSAC	
	M. FRANCON	Examineurs
	R. JOLY	
	P. LEVEQUE	Invité

ORSAY

Série A

N° d'ordre

554

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES APPLIQUEES

par

Philippe J. SINAÏ

**QUELQUES APPLICATIONS DES RAYONNEMENTS CORPUSCULAIRES
ET ELECTROMAGNETIQUES A CERTAINES PROPRIETES PHYSIQUES
DES VERRES OPTIQUES**

Soutenue le 18 mars 1971, devant la Commission d'Examen

MM. M. MAGAT Président

J. BUSSAC

M. FRANCON Examineurs

R. JOLY

P. LEVEQUE Invité

UNIV.
LIBRARY
JULY 1964

THESE

PHYSIQUE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSEY

PAR M. L. L. L.

LE GRAND DOCTEUR EN SCIENCES D'ORSEY

1964

PHYSIQUE 1 (S111)

QUELQUES APPLICATIONS DES RAYONNEMENTS CORPUSCULAIRES
ET ELECTROMAGNETIQUES A L'ETUDE DES PROPRIETES PHYSIQUES
DES VERRES DIVERS



MM. L. L. L.
J. L. L.
M. L. L.
F. L. L.
L. L. L.

A mes parents,

A mes maîtres,

A ceux qui m'ont aidé,



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550410_0005

AVANT-PROPOS.

Nous adressons à Monsieur le Professeur M. MAGAT l'expression de notre extrême reconnaissance , pour nous avoir guidé et soutenu , tant sur le plan intellectuel qu'humain , pendant sept années consécutives au cours desquelles il a défendu nos idées avec conviction et enthousiasme ; puis , après avoir dirigé ce travail, pour avoir bien voulu présider le jury .

Nous sommes très reconnaissant à Monsieur R. JOLY , Chef du S.M.P.N.F. au C.E.A., de nous avoir éclairé de ses conseils en Neutronique pendant les recherches puis de nous avoir guidé pour la rédaction de la thèse.

Nous remercions tout particulièrement , par ordre alphabétique, les personnalités suivantes , pour nous avoir donné les moyens de réaliser ces travaux, ou pour avoir participé à ces travaux ou au jury:

Monsieur J. BUSSAC , Chef de Département au C.E.A. .

Monsieur le Professeur M. FRANÇON .

Monsieur A. GAUVENET , Directeur au C.E.A. .

Monsieur P. LEVÊQUE , Chef du S.P.C.A. au C.E.A. .

Monsieur A. MARECHAL , Directeur de l'Institut d'Optique.

Nous sommes très redevables à Messieurs BELVAUX , CAGNET , LACOMME et SIGNARBIEUX pour leur rôle très actif.

Nous adressons le témoignage de notre gratitude

A Messieurs CAMELIN , MICHAUD et NIEL de la D.A.M. .

A Messieurs CHEVALIER, MAY, PICCOT, PINTE et PUIG, du S.P.C.A.- Saclay.

A Messieurs BOUFFENIE, COUTON, DONTÉVIEUX, DUGAS, HINSCHBERGER,

OLIVIER, RENTIEN, TENAUD, et VIEILLAME du C.E.A. .

A Mesdames CHAUVIN , MEDORI, MOUSSEAU, et SAPIN du S.M.P.N.F.

et du S.P.C.A. (Saclay) .

Aux Services de documentation de Saclay et de BIII , et en particulier à Monsieur PERRIN, chef de ce dernier, ainsi qu'à Mesdames COULOMB , JARRY et LABBE .

Aux Physiciens de la pile Triton de Fontenay-aux-Roses , en particulier à Messieurs FRANZETTI et FAURE , et à ceux de la Section de Physique et d'Experimentation de Saclay .

A Madame DUDERMEL , Madame THOLOZAN , Monsieur VULMIERE , Madame WINTER , de l'Institut d'Optique .

A Messieurs BAYLE et ESPIARD de la Société La Reosc .

A Mademoiselle BONNAUD , Monsieur MEYER , Monsieur PAYMAL des Sociétés Saint-Gobain et Sovirel .

Que toutes les personnes qui nous ont apporté quelque assistance trouvent ici l'expression de notre gratitude.

RESUME

On se propose d'utiliser les modifications des caractéristiques optiques des verres créées par l'irradiation à l'amélioration de dispositifs optiques.

On commence par réaliser expérimentalement une variation localisée de deux propriétés :

- D'une part de l'indice de réfraction, en particulier sur la moitié de disques de verres.

- D'autre part de la transmission optique d'un verre sur une portion limitée d'un parallélépipède.

Des applications de ces faits expérimentaux sont alors rendues possibles.

Après avoir vérifié les critères d'utilisation des modifications d'indice on développe l'exemple de correction de l'aberration de sphéricité.

On a effectué notamment la vérification des ordres de grandeur des modifications d'indice ; ces ordres de grandeur sont compatibles avec les variations nécessaires à la correction des aberrations.

- Les variations d'indice sont mesurées, elles sont fonction de la dose de neutrons, elle-même étalonnée par dosimétrie.

- L'absence de radioactivité résiduelle sensible est vérifiée après 1 mois pour certains types de verres sélectionnés, la décroissance des radioéléments est mesurée, les impuretés responsables de l'activité résiduelle sont identifiés par spectrométrie.

- La dispersion de l'indice est mesurée.

- Une bonne tenue mécanique est constatée pour les dimensions des pièces optiques considérées et les teneurs en bore 10 données.

- La coloration apportée par l'irradiation est supprimée par un traitement thermique de 4 jours à 125°C associé à l'ultraviolet; des mesures de transmission sont effectuées, la modification d'indice est bien conservée, la stabilité dans le temps des modifications d'indice est vérifiée.

On montre, par autoradiographie notamment, qu'il est possible de moduler un flux de neutrons thermiques selon une loi déterminée.

L'Opticien dispose donc de paramètres nouveaux.

La modification convenable en tout point d'un même milieu optique, de l'indice de réfraction, permet d'agir sur les surfaces d'ondes dans le but de les déformer dans une direction désirée.

On dispose de la combinaison de deux paramètres : courbure des surfaces et indice de réfraction variable des verres pour réaliser une surface d'onde déterminée.

Les aberrations peuvent donc être mieux corrigées.

Par modification de l'indice on peut corriger à un ordre supérieur une lentille ou un ensemble déjà corrigé par les méthodes usuelles.

En l'absence d'aberrations géométriques, réalisation possible d'achromats et apochromats. En effet la construction d'apochromats nécessite de fortes courbures des surfaces, ce qui entraîne avec les lentilles sphériques de fortes aberrations, à moins de réduire l'ouverture.

Au contraire, les lentilles à indice variable permettent de concilier ces fortes courbures des surfaces avec de faibles aberrations résiduelles.

II - Les exemples de correction de l'aberration de sphéricité traités se composent des points suivants :

Le système employé pour réaliser la loi de variation du flux de neutrons est un ensemble d'atténuateurs en verres contenant du bore , et placés devant la lentille. On a utilisé également des caches en aluminium sur lesquels on a déposé du cadmium par évaporation.

L'atténuateur est étalonné en fonction de la dose de neutrons. Un collimateur en cadmium augmente l'effet directif de la pile-piscine.

L'influence du collimateur est étudiée.

Après calculs, mise en oeuvre et expérimentation on vérifie la forme de

la loi du flux de neutrons par autoradiographie, la correction de la lentille est vérifiée par interférométrie.

Une correction de lentille est également effectuée par irradiation discontinue. La lentille étant masquée par une couronne en cadmium lors de l'irradiation.

III - La méthode de modification de l'indice de réfraction par irradiation neutronique a comporté :

- Une irradiation dans un flux de neutrons, le flux intégré correspond à la variation d'indice recherchée. La loi de répartition du flux est contrôlée par autoradiographie et la dose par détecteurs métalliques. La loi de variation du flux a été réalisée par un atténuateur et un collimateur, on aurait pu également utiliser un mouvement correspondant à l'intégration du flux en chaque point.

- Un traitement pour régénérer la transmission sans modifier les variations d'indice : traitement thermique limité (associé ici à l'ultraviolet).

- Une retouche, dans certains cas, des rayons de courbure modifiés par l'irradiation.

- La composition du verre était exempte d'un pourcentage appréciable d'impuretés conduisant à des radioéléments de longues périodes.

L'irradiation ayant été réalisée avec des produits (n, α), c'est le ^{10}B (ou le ^6Li) existant dans les verres qui a servi à créer les particules de hautes énergies.

IV - Des résultats déjà obtenus par l'irradiation, de particules chargées notamment, sont cités; ces résultats transposables à l'Optique permettent d'obtenir en particulier :

- 1) Une modification de transmission selon une loi déterminée.

- 2) Des couches minces d'épaisseur et d'indice désirées (dans certaines limites).

- 3) Une amélioration de la "condition d'adaptation d'indice" dans les effets non-linéaires.

IV - PERSPECTIVES :

La correction des aberrations réalisée au moyen de neutrons permet d'envisager des développements dans deux directions:

- Celle des instruments de hautes performances.
 - Celle des instruments simples.
- a) Dans les instruments de hautes performances, on peut réaliser :
- La réduction des aberrations de sphéricité et des aberrations chromatiques qui sont parmi les principales causes de limitation.
 - La réduction du nombre de lentilles, ce qui augmente la clarté.
 - L'augmentation de l'ouverture numérique, ce qui réduit le rayon de la tâche de diffraction.
- b) Les progrès dans les instruments simples peuvent être envisagés par:
- La diminution du nombre de lentilles.
 - L'emploi de surfaces correctrices simples à indice variable, équivalentes par exemple à des lames de Schmidt.
 - L'emploi de surfaces simples à indice variable également, équivalentes par exemple à des surfaces asphériques.

Pour conclure, on peut dire que l'idée qui consistait à utiliser les modifications d'indice de réfraction produites par l'irradiation neutronique pour corriger les aberrations Optiques, a été mise en oeuvre avec succès, ce qui laisse supposer de très intéressants développements.

- TABLE DES MATIERES -

	Pages
- INTRODUCTION	
<u>PREMIERE PARTIE : ACTION DES RAYONNEMENTS SUR LES VERRES .</u>	
- I <u>STRUCTURE DU VERRE</u>	3
- II ACTION DES RADIATIONS SUR LES VERRES	4
II.1) Radiations à l'intérieur d'un réacteur nucléaire.	
a) Gammas de fission	
b) Gammas de capture	
c) Gammas de diffusion inélastique	
d) Gammas de décroissance relative des produits de fission.	
II.2) Solarisation par effet des rayonnements	
II.3) "Guérison" de la coloration des verres irradiés	
II.4) Conclusion	
- III <u>ACTION DES NEUTRONS LENTS ET DES NEUTRONS RAPIDES SUR LES VERRES.</u>	8
III.1) Généralités	
a) Neutrons de fission	
b) Neutrons de ralentissement	
c) Neutrons thermiques.	
III.2) Comportement des neutrons dans la matière.	

- III.3) Défauts causés dans les solides par l'action de neutrons.
 - a) Les défauts **ponctuels**
 - b) Les perturbations globales
- III.4) Déplacements d'atomes sous l'effet des neutrons lents et rapides
 - a) Nombre d'atomes déplacés par les neutrons rapides
 - b) Nombre d'atomes déplacés par les neutrons lents
- IV ACTION DES RAYONNEMENTS SUR L'INDICE DE REFRACTION ASPECT QUANTITATIF 16
 - IV.1) Action des rayonnements sur l'indice de réfraction.
 - IV.2) Action des particules lourdes sur l'indice de réfraction des structures de silice autres que le verre.
 - a) Etudes de la silice vitreuse.
 - b) Etudes du quartz
 - c) Etudes du diamant
 - d) Etudes des verres.
- V VARIATION DE L'INDICE DE REFRACTION SOUS L'EFFET DES HAUTES PRESSIONS. 19

DEUXIEME PARTIE : PROBLEMES RELATIFS A LA CORRECTION DES ABERRATIONS DANS LES SYSTEMES OPTIQUES ET AUX MODIFICATIONS D'INDICE PERMETTANT CETTE CORRECTION.

- I ABERRATIONS DANS LES SYSTEMES OPTIQUES. INTERET DES VARIATIONS D'INDICE. 20
 - I.1) Généralités :
 - I.2) Courbure des rayons lumineux dans un milieu d'indice variable.
 - I.3) Rappels sur l'aberration sphérique.
- II DETERMINATION DES LOIS DE VARIATION DE L'INDICE DE REFRACTION PERMETTANT DE CORRIGER L'ABERRATION SPHERIQUE D'UNE LENTILLE 24
 - II.1) Généralités

- II.2) Détermination de la variation de chemin optique.
- II.3) Mise au point au foyer paraxial.
- II.4) Mise au point au milieu de la caustique
- II.5) Signification des deux solutions pour corriger l'aberration sphérique
- II.6) Ordre de grandeur des modifications d'indice nécessaires à la correction des aberrations.

- III CORRECTION DES ABERRATIONS PAR IRRADIATION NEUTRONIQUE.

29

- III.1) Généralités
- III.2) Collimateurs et atténuateurs : intérêt des neutrons lents
- III.3) Calcul de l'atténuateur de neutrons lents
- III.4) Effet du collimateur

- IV APPLICATIONS NUMERIQUES

33

- IV.1) Atténuateur pour un flux incident parallèle et homogène.
 - a) Mise au point au foyer paraxial (loi en $+h^4$)
 - b) Mise au point au milieu de la nappe sagittale de la caustique
- IV.2) Collimateur

TROISIEME PARTIE : MONTAGE EXPERIMENTAUX

36

- I LA PILE PISCINE TRITON ; GENERALITES
AVANTAGES ET INCONVENIENTS DE LA PILE PISCINE

- II DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'IRRADIATION

37

- a) collimateur
- b) Absorbant
- c) Dosimètries
- d) Contrôle des formes de flux par autoradiographie ; principe de la méthode
- e) Dosimètries de quelques emplacements
- f) Temps d'irradiation
- g) Montage pour irradier un disque de verre sur sa moitié
- h) Montage avec collimateur court et couronne en cadmium.

QUATRIEME PARTIE - RESULTATS EXPERIMENTAUX

44

- I.1) Radioactivité résiduelle des verres irradiés
 - a) Identification des radioéléments après un mois de croissance.
- I.2) Classification des verres en fonction de l'activité résiduelle

- II VARIATIONS DE L'INDICE DE REFRACTION

45

- II.1) Vérification des ordres de grandeur des modifications obtenues et de celles nécessaires à la correction des aberrations
- II.2) Mesures d'indice de quelques verres
- II.3) Dispersion de l'indice

- III CONTROLES PAR AUTORADIOGRAPHIES

46

- III.1) Vérification de la forme de la loi de variation du flux recherchée
- III.2) Autoradiographies réalisées avec des feuilles d'or irradiées derrière des échelons de cadmium.
- III.3) Irradiation d'un disque masqué par moitié et autoradiographie correspondante.
- III.4) Taux de variation de l'indice de réfraction observé sur des disques irradiés par moitié.

- IV DECOLORATION

48

- IV.1) Séparation des modifications d'indice et de la coloration

- V CONTROLES

49

- V.1) Contrôle des doses
- V.2) Vérification de la correction de l'aberration sphérique et de la surface d'onde. Observation de la surface d'onde par la méthode de TWYMAN - GREEN
- V.3) Conclusion

<u>CINQUIEME PARTIE - DISCUSSION DES CRITERES</u> <u>D'UTILISATION DES VERRES IRRADIES</u>	51
- I <u>RAPPEL DES CRITERES</u>	
- II <u>TENUE MECANIQUE DES VERRES AUX RAYONNEMENTS</u> <u>ET BIREFRINGENCE</u>	51
II.1) Tenue Mécanique	
II.2) Elimination de la biréfringence	
II.3) Vérification expérimentale	
- III <u>ORDRE DE GRANDEUR DES MODIFICATIONS OBTENUES</u>	53
- IV <u>STABILITE DANS LE TEMPS DES MODIFICATIONS DE</u> <u>STRUCTURE CORRESPONDANT AUX VARIATIONS</u>	53
- V <u>ABSENCE DE RADIOACTIVITE</u>	54
- VI <u>LOCALISATION DES MODIFICATIONS - DIFFUSION</u>	55
- VII <u>DECOLORATION DES VERRES IRRADIES AUX</u> <u>NEUTRONS</u>	56
VII.1) Décoloration . Cas de CINA	
VII.2) Décoloration de MgO	
VII.3) Cas de la silice vitreuse	
VII.4) Cas de plusieurs espèces de silice	
-VIII <u>CONDITIONS D'UTILISATION</u>	58
VIII.1) Verres destinés aux modifications d'indice	
VIII.2) Choix des neutrons et du réacteur	
VIII.3) Résumé	
<u>SIXIEME PARTIE - DOMAINES D'APPLICATIONS ET</u> <u>PERSPECTIVES D'AVENIR</u>	61
- I <u>DOMAINES D'APPLICATIONS :</u>	
I.1) Application de la modification de l'indice de réfraction à l'obtention d'un dispositif conecteur à partir d'une surface simple.	
I.2) l'instrument stigmatique parfait	
I.3) Problèmes généraux des corrections géométriques et chromatiques.	

- I.4) Achromats, apochromats,
 - a) Limitation due aux fortes courbures dans le cas des milieux homogènes
 - b) Intérêt de l'indice variable.
 - c) Réduction simultanée des aberrations géométriques

- II PERSPECTIVES D'AVENIR 67

SEPTIEME PARTIE - AUTRES APPLICATIONS 68

- I COUCHES MINCES ; FILTRES INTERFERENTIELS

- I.1) Couche antiréfléchissante

- II AMELIORATION DU TAUX D'HARMONIQUES DANS LES EFFETS NON-LINEAIRES 70

- III ECRANS A TRANSMISSION VARIABLE 71

- III.1) Choix des particules; absence de diffusion.

- III.2) Stabilisation des centres colorés

- III.3) Application de la variation de transmission à l'apodisation de la tache de diffraction et à l'amélioration du pouvoir réparateur des sources ponctuelles, écrans à transparence variable.

- III.4) Applications diverses

- 1) Réseaux

- 2) Cours photométriques

APPENDICE I - Cas particulier de trajectoire du rayon lumineux. 75

APPENDICE II - Loi de variation de l'indice de réfraction pour corriger l'aberration sphérique. 76

INTRODUCTION

C'est sur les verres qu'a été observée pour la première fois l'existence d'une action des rayonnements sur la matière : l'action des rayonnements électromagnétiques est observée dès 1865 par Faraday (1) qui note que les verres contenant un sel de manganèse bivalent prennent une teinte pourpre sous l'influence des radiations solaires : ce phénomène est connu sous le nom de solarisation. C'est toutefois grâce à l'apparition des réacteurs nucléaire qui permettent d'obtenir dans des temps acceptables des taux d'irradiation élevés - que l'étude des modifications de structure des verres sous l'effet des rayonnements s'est développé de façon considérable.

Les travaux se sont multipliés ces dernières années : ils concernent la mesure des variations de nombreuses caractéristiques (coloration, densité volumique, coefficient de dilatation thermique, module d'élasticité, indice de réfraction, etc...) en fonction des doses de rayonnement reçues et suivant la composition des verres irradiés (2) ; ils étudient les causes de ces variations à la lumière des théories de la physique du solide expliquant la production de défauts (défauts ponctuels et perturbations globales intéressant toute une zone de matériau considéré) (3) ; enfin, ils s'attachent à tirer parti pour des applications pratiques des modifications apparues dans les verres sous l'action des rayonnements (4). Le présent travail se rattache à cette dernière catégorie : il est d'un caractère essentiellement appliqué et traite de la correction de l'aberration sphérique des lentilles. Cette correction est réalisée par modifications locales de l'indice de réfraction obtenues par irradiation neutronique. Quelques autres applications des modifications contrôlées de l'indice de réfraction des verres par l'effet des radiations sont en outre signalées.

Les irradiations neutroniques étant réalisées à l'intérieur de réacteurs nucléaires, les verres sont simultanément soumis à trois types de rayonnement : radiation γ , neutrons lents, neutrons rapides ; dans une première partie, nous passerons donc brièvement en revue l'action de ces divers rayonnements sur les verres.

Puis nous examinerons (2ème partie) comment une modification contrôlée de l'indice de réfraction peut fournir une solution à ce problème.

Nous décrirons ensuite les dispositifs expérimentaux réalisés (3ème partie) et nous donnerons les résultats de nos expériences : la correction de l'aberration sphérique de lentilles plan-convexes a pu être obtenue de façon quasi parfaite (4ème partie).

Il est toutefois certain que les applications possibles de la méthode développée sont conditionnées par un certain nombre de critères dont les principaux sont la stabilité dans le temps des modifications d'indice, la possibilité d'éliminer la coloration des verres produite par l'irradiation en pile, la bonne tenue mécanique des verres irradiés aux doses requises ; de plus, la radioactivité résiduelle doit atteindre un niveau acceptable au bout d'un temps n'excédant pas quelques semaines. La cinquième partie de cette thèse est consacrée à l'examen de ces différents critères : en particulier, les mesures de radioactivité de différents types de verre ont conduit à des résultats pratiques sur le choix des verres susceptibles d'être utilisés.

Enfin, d'autres applications de cette méthode sont envisagées et les perspectives ouvertes par la correction des aberrations analysées.

PREMIERE PARTIE

Action des rayonnements sur les verres

Dans un réacteur à neutrons thermiques - c'est-à-dire où les réactions de fission en chaîne sont essentiellement induites par des neutrons, qui, par ralentissement dans un milieu modérateur, ont été mis en équilibre thermique avec les atomes de ce milieu - un échantillon irradié se trouve soumis à trois types de rayonnements : radiations γ , neutrons lents, neutrons rapides.

L'étude des effets de ces différents types de rayonnements sur les verres fait appel à certains concepts utilisés au sujet des réseaux cristallins, tels que atomes déplacés, lacunes, interstitiels, etc... Il a donc paru nécessaire de rappeler brièvement les idées actuelles sur la nature de la structure des verres, pour situer celle-ci vis-à-vis de l'ordre parfait qui caractérise le réseau cristallin. Dans cette revue sommaire, nous ne ferons pas état des justifications expérimentales des différentes hypothèses avancées ; sur ce sujet, qui demeure très débattu, de nombreux travaux se poursuivent et font périodiquement l'objet d'articles de revue (36).

I - Structure du verre

Bien qu'il apparaisse comme un solide (contenant en général plus de 60% de silice) le verre a été longtemps considéré comme un liquide surfondu, comme une solution réciproque des différents oxydes qui le constituent. Une telle conception est maintenant totalement abandonnée au profit d'une conception moléculaire, plus proche du réseau cristallin que du liquide.

Les différents modèles proposés ont pour point de départ l'hypothèse du "réseau désordonné" formulé par Zachariasen (6). Selon cette hypothèse le verre apparaît comme un réseau tridimensionnel où, contrairement aux cristaux, la configuration ne se répète pas à intervalles réguliers. Dans le cas simple d'un verre constitué d'un oxyde métallique unique (par exemple SiO_2), la figure 1 montre, dans une représentation à deux dimensions, la différence entre les deux états de cet oxyde : cristallin (1-a) et vitreux (1-b). Dans le cas de verres à plusieurs composants, cette image simple doit évidemment être complétée : l'observation des spectres de diffusion des rayons X a conduit Warren (7) à admettre que les liaisons $\text{Si} - \text{O} - \text{Si}$ de la figure (1 - b) constitueraient une sorte d'ossature où les atomes des ions modificateurs viendraient s'insérer au hasard.

Les idées plus récentes semblent aller de plus en plus loin dans le sens de l'analogie entre état vitreux et état cristallin. Selon l'hypothèse cristallitique de Randall (8), le verre de silice serait formé de microcristaux ordonnés, qui auraient des dimensions de quelques dizaines d'angströms et qui seraient enrobés de zones à structure déformée. Peychés (9) va plus loin encore vers la structure ordonnée : le verre de silice serait, comme la cristabolite, constitué de mailles hexagonales mais celles-ci seraient irrégulières et, de façon erratique, quelques mailles tétragonales et octogonales pourraient apparaître (fig. 1-c). Tilton (10) conserve lui aussi ce modèle à mailles de forme irrégulière et de composition bien définie : selon lui, toutefois, ce serait les mailles pentagonales qui joueraient le rôle principal.

Même pour les verres les plus simples (tels que la silice vitreuse), l'accord n'est donc pas total sur la description de la structure. Il apparaît cependant admis qu'il existe des structures polygonales plus ou moins définies impliquant des liaisons entre atomes de même type que celles qui existent dans les cristaux. Dans les verres constitués de silicates complexes, la constitution en mailles polygonales tend à s'effacer et l'on se rapproche de la conception désordonnée de Zachariasen.

II - Action des radiations γ sur les verres

II - 1/ Radiations γ à l'intérieur d'un réacteur nucléaire :

Les radiations γ sont émises lors de la fission des noyaux fissiles (γ de fission), lors de la capture de neutrons par les différents matériaux constituant le réacteur (γ de capture), lors des processus de diffusion inélastique des neutrons rapides et lors de la décroissance radioactive des différents noyaux radioactifs produits par fission ou par capture (γ de radioactivité).

a) Gammas de fission

La part de l'énergie libérée par la fission qui est emportée sous forme de rayonnement γ est en moyenne de 7,2 MeV pour le noyau ^{235}U . La valeur moyenne du nombre de quanta émis par fission varie de 7 à 10 suivant les expérimentateurs, ces quanta ayant une énergie moyenne de $1,0 \pm 0,2$ MeV.

La distribution en énergie des γ de fission (11) ne paraît dépendre, dans les limites de la précision des mesures actuelles, ni du noyau fissile considéré, ni de l'énergie du neutron induisant la fission : elle présente une décroissance exponentielle de 0,1 MeV à 7 MeV ; à 4 MeV, l'intensité n'est déjà plus que 1 % environ de ce qu'elle est à 0,1 MeV et il n'y a pratiquement plus de γ de fission au-dessus 7 MeV.

b) Gammas de capture

Ces radiations γ sont émises lors de la désexcitation des noyaux composés formés par capture d'un neutron. L'énergie d'excitation de ces noyaux composés est égale à la somme de l'énergie de liaison et de l'énergie cinétique du neutron capturé, c'est-à-dire qu'elle est comprise entre 5 et 9 MeV pour les noyaux moyens et lourds présents dans les réacteurs. Les transitions γ allant directement du niveau de capture au fondamental ont donc des énergies se situant dans ce domaine de 5 à 9 MeV ; toutefois, la désexcitation se fait principalement par des cascades γ successives entre les différents niveaux du noyau excité, conduisant ainsi à l'émission de radiations γ moins énergiques.

c) Gammas de diffusion inélastique

Le processus de capture radiative sommairement décrit ci-dessus constitue la réaction nucléaire la plus probable pour des neutrons de faible énergie. Pour des neutrons plus énergiques, toutefois, il est possible que le noyau composé formé par capture neutronique ré-émette un neutron, laissant un noyau résiduel excité qui décroîtra ensuite par émission de un ou plusieurs gammas. Ces radiations γ auront alors une énergie totale inférieure à celle du neutron incident : la proportion de neutrons de fission d'énergie supérieure à 6 MeV étant extrêmement faible, il n'y aura pratiquement aucun γ de diffusion atteignant cette énergie.

d) Gammas de décroissance radioactive des produits de fission

Il existe de très nombreuses informations sur l'émission γ des produits de fission dont la période dépasse quelques heures ; pour les périodes très brèves, les informations sont au contraire assez rares. Des considérations d'énergétique des noyaux permettent toutefois d'estimer qu'il n'existe aucune transition γ d'énergie supérieure à 2 ou 3 MeV émise par des produits de fission.

II - 2/ Solarisation par effet des rayonnements γ :

En conclusion de cette rapide revue, il apparaît que la proportion de rayons γ d'énergie supérieure à 6 MeV qui sont produits par "réactions primaires" dans un réacteur est faible. De plus, ce rayonnement, voit son énergie se dégrader, par interaction avec les matériaux constitutifs, en se propageant dans le réacteur : le spectre dépend de l'emplacement considéré et il sera d'autant moins "dur" que l'on sera plus loin des éléments fissiles.

Si l'on examine la possibilité d'une interaction de ces rayonnements sur les noyaux qui constituent les composants possibles des verres (Si, O, Na, K, B, Al, Mg etc...), on s'aperçoit(12) que les seuils des réactions photonucléaires

se situent tous à des énergies supérieures à 6 MeV. De plus les sections efficaces de ces réactions restent très faibles et ne dépassent que rarement la dizaine de millibarns au pic de la "résonance géante" qui se situe à plusieurs MeV au-dessus du seuil.

Dans ces conditions, on peut admettre que les radiations γ auxquelles nous aurons affaire n'auront aucun effet sur les noyaux constitutifs des verres et n'interagiront qu'avec le cortège électronique de ces noyaux par effet Compton, effet photoélectrique et création de paires ; compte-tenu des énergies γ considérées et de la prédominance d'éléments légers dans les verres, c'est l'effet Compton qui sera prépondérant. Dans tous les cas, l'interaction se traduit par la mise en mouvement d'électrons dans la matière donc par un phénomène d'ionisation et d'excitation des atomes constitutifs... C'est-à-dire que l'effet du rayonnement γ régnant à l'intérieur d'un réacteur nucléaire sur un verre se rattache essentiellement au phénomène de solarisation connu depuis fort longtemps et qui a fait l'objet de multiples études dont nous ne dirons que quelques mots.

Les premières explications étaient de nature purement photochimique (13). Par exemple, la coloration pourpre observée sur les verres au manganèse, contenant à la fois MnO et $Fe^{2+}O^{3-}$ est expliquée par les réactions photochimiques :



Ces réactions se traduisent par l'apparition de $Mn^{2+}O^{3-}$, qui est responsable de la coloration observée.

D'autres exemples de coloration ont pu être expliqués par des processus semblables. Toutefois il est rapidement apparu que ces explications qui reposent toutes sur l'existence d'impuretés dans le verre considéré n'étaient pas suffisantes : un verre formé d'un silicate de sodium et de potassium parfaitement pur voit ses propriétés de transmission de la lumière modifiées par irradiation aux ultraviolets(14). Weyl (15) a été ainsi amené à "généraliser" les équations photochimiques ci-dessus et les notions de donneurs et d'accepteurs d'électrons qui y sont associées :

- les donneurs d'électrons pourront être non seulement les constituants secondaires du verre (Fe, As, Mn, etc...) lorsqu'ils existent, mais aussi les ions SiO^{2-} , $B^{2-}O^{3-}$ et les alcalins et alcalinoterreux. La seule différence entre ces différents donneurs réside dans l'énergie du quanta qui est nécessaire

pour libérer un électron et il est clair que les radiations γ auxquelles on a affaire lors de l'irradiation dans un réacteur nucléaire ont une énergie suffisante pour libérer des électrons qu'il y ait ou non des constituants secondaires dans le verre irradié.

- les accepteurs d'électrons ne seront pas forcément des ions dont l'état de valence se trouvera modifié, comme c'était le cas pour l'ion Mn^{++} changé en Mn^{+++} dans l'exemple précédemment donné : ce pourrait être aussi des défauts de la structure. Ces défauts de structure sont généralement interprétés comme étant dus à l'absence dans la structure d'ions négatifs à des emplacements où ils devraient normalement être présents (16); ces ions négatifs étant généralement des ions oxygène, ces "manques" générateurs de défauts portent couramment le nom de "lacunes d'oxygène". A l'appui de cette thèse on a constaté que les verres, dont le désordre structural favorise la présence de lacunes d'ions, se coloraient plus facilement que les cristaux ; on a également vérifié que les verres à forte teneur d'ions O^- sont les plus sensibles à la coloration par exposition au rayonnement.

II - 3/ "Guérison" de la coloration des verres irradiés

Les colorations produites dans les verres - quelle que soit leur origine - sont instables : Wood (17) montre que l'exposition à la lumière solaire d'un verre obscurci par irradiation aux radiations d'une lampe à mercure voit ses propriétés de transmission partiellement rétablies. Cette guérison des verres peut être obtenue de différentes façons : chauffage, action de rayonnements de longueur d'onde convenable. Dans le cas d'une coloration obtenue par une réaction photochimique proprement dite (telle que la réaction formant Mn^{+++} présentée ci-dessus), la guérison sera d'autant plus difficile que l'affinité du récepteur pour l'électron sera plus grande ; elle est toujours plus difficile que celle d'une coloration due à des électrons piégés dans des positions interstitielles du réseau.

II - 4/ Conclusion

Nous retiendrons que, lors de l'irradiation en pile d'un échantillon de verre, les rayonnements γ régnant dans la pile n'auront aucun effet nucléaire important. Leur action sur le cortège électronique des noyaux se traduira essentiellement par un effet de coloration. Tous les verres irradiés seront moins transparents à la lumière mais la perte sera plus importante pour les verres renfermant, dans leurs constituants, des couples donneurs d'électrons - récepteurs d'électrons.

III - Action des neutrons lents et des neutrons rapides sur les verres

III - 1/ Généralités

Dans un réacteur nucléaire, la fission constitue la source primaire de neutrons. Les réacteurs expérimentaux auxquels nous avons eu accès sont "à neutrons thermiques" : les conditions de fonctionnement y sont telles que la plupart des fissions y sont produites par des neutrons en équilibre thermique avec les atomes d'un milieu modérateur qui a pour rôle, en réduisant l'énergie des neutrons, de tirer parti de l'accroissement considérable des sections efficaces de fission des noyaux fissiles (^{235}U et ^{239}Pu sont les plus usuels) aux basses énergies neutroniques. Le milieu modérateur est constitué à partir de noyaux légers peu absorbants : le graphite, l'eau ordinaire et l'eau lourde ont été couramment employés. Le spectre en énergie des neutrons à l'intérieur d'un réacteur peut être schématiquement représenté comme formé de trois composants : neutrons de fission, neutrons en ralentissement et neutrons thermiques.

a) Neutrons de fission

Le spectre des neutrons de fission couvre un domaine d'énergie très large, de 0 à au moins 15 MeV. La distribution en énergie est bien représentée par la formule empirique de Watt (18) :

$$N(E) = \text{sh}(2E)^{1/2} \exp(-E) \quad E \text{ en MeV}$$

Une telle distribution présente un pic accusé vers 1 MeV, avec une décroissance rapide vers les basses et les hautes énergies : à 14 MeV, l'intensité est inférieure d'un facteur 10^{-4} à ce qu'elle est à 1 MeV.

b) Neutrons en ralentissement

L'énergie des neutrons de fission est très rapidement dégradée, principalement par chocs élastiques sur les noyaux du modérateur. Ce processus peut être traité par la mécanique classique : il s'agit d'un problème de collision du type "boule de billard". La distribution en énergie des neutrons qui en résulte correspond à une forme en $1/E$ et l'on considère habituellement qu'elle s'étend d'environ 1 MeV à 1 eV.

c) Neutrons thermiques

Après un nombre de collisions suffisant, l'énergie des neutrons devient du même ordre que l'énergie d'agitation thermique des atomes du modérateur. Il s'établit alors un équilibre où, à chaque choc, les neutrons ont autant de chances de gagner de l'énergie que d'en perdre : leur comportement est très semblable à celui des atomes d'un gaz et il peut être décrit par la théorie cinétique des gaz.

La distribution des vitesses des neutrons thermiques est Maxwellienne, soit :

$$dn = \frac{4n}{v_0^3 \sqrt{\pi}} v^2 \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv$$

où dn est le nombre de neutrons de vitesse comprise entre v et $(v + dv)$; v_0 est la vitesse la plus probable. Pour un modérateur à température ambiante (20°C), la vitesse v_0 est égale à $2\,200\text{ m/s}$, ce qui correspond à une énergie de $0,025\text{ eV}$.

Nous signalerons encore que le déroulement dans le réacteur, des différentes phases de la vie d'un neutron (où, il passe de la composante "fission" à la composante "en ralentissement" puis à la composante "thermique" du spectre global) est très rapide : un neutron de fission est thermalisé en environ 10^{-4} s et il diffuse à l'état thermique (avant d'être capturé) pendant environ 10^{-3} s .

L'importance relative des trois composantes du spectre varie considérablement suivant l'emplacement considéré dans le réacteur : la proportion de neutrons de fission est la plus élevée au voisinage des éléments combustibles ; par ailleurs, plus on s'éloigne du cœur du réacteur (dans le milieu modérateur qui entoure celui-ci) plus la proportion de neutrons thermiques vis-à-vis des neutrons "en ralentissement" devient importante.

Nous verrons plus loin que les neutrons thermiques sont ceux qu'utilisent nos expériences, tandis que les neutrons d'énergie plus élevée agissent comme une perturbation. De ce point de vue, nous aurions eu intérêt à travailler loin du cœur ; toutefois, les flux diminuent rapidement dans ces conditions et un compromis a dû être recherché. Pour un emplacement typique utilisé dans le réacteur Triton, du Centre de Fontenay-aux-Roses, les importances relatives des trois composantes étaient les suivantes :

- neutrons de fission : $1,7 \cdot 10^{12}\text{ n/cm}^2/\text{s}$
- neutrons en ralentissement : $3 \cdot 10^{13}\text{ n/cm}^2/\text{s}$
- neutrons thermiques : $1,4 \cdot 10^{13}\text{ n/cm}^2/\text{s}$

Dans la suite, nous emploierons, d'une façon moins précise, les termes des "neutrons lents" et de "neutrons rapides" dont la ligne de partage est assez floue :

- les neutrons lents comprenant le spectre maxwellien thermique et la partie basse du spectre "en ralentissement" (jusqu'à quelques centaines d'eV)

- les neutrons rapides s'entendant, en général, au-dessus de quelques dizaines de KeV et jusqu'à plusieurs MeV.

III - 2/ Comportement des neutrons dans la matière

Lorsqu'un échantillon (verre par exemple) est placé dans le flux neutronique régnant à l'intérieur d'un réacteur, plusieurs phénomènes peuvent se produire :

a) Le neutron ne rencontre aucun noyau : il sort de l'échantillon sans y provoquer aucune réaction.

b) Le neutron "heurte" un noyau provoquant un choc du type "boule de billard" évoqué plus haut : on dit qu'il y a diffusion élastique, bien que l'énergie du neutron soit, après le choc, inférieure à son énergie initiale et d'autant plus (en valeur moyenne) que le noyau heurté aura une masse plus petite. Dans le choc d'un neutron d'énergie E_0 sur un noyau au repos de masse A , l'énergie du neutron diffusé pourra prendre, avec une égale probabilité, n'importe quelle valeur comprise entre E_0 et $E_0 \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$; l'énergie moyenne correspondante est alors égale à $E_0 \cdot \frac{A^2+1}{(A+1)^2}$. L'énergie de recul E_R du noyau heurté sera en valeur moyenne égale à :

$$E_R = E_0 \cdot \frac{2A}{(A+1)^2}$$

c) Le neutron pénètre dans le noyau formant un noyau composé, qui est un isotope du noyau initial. Ce noyau composé ne subsiste jamais tel qu'il a été formé et divers processus sont possibles. Dans le cas des noyaux légers et moyens susceptibles d'être présents dans les verres, ces processus sont :

- la ré-émission du neutron capturé avec une énergie inférieure à son énergie initiale : il y a diffusion inélastique ; elle est accompagnée du recul du noyau qui, après émission γ , se retrouve identique au noyau initial.

- la cassure du noyau composé en noyaux plus légers qui sont fortement ionisés. A titre d'exemple, nous citerons la réaction (n, α) sur le Bore 10 dont nous ferons par la suite un large usage :



Les particules ${}^4_2\text{He}$ et ${}^7_3\text{Li}$ emportent sous forme d'énergie cinétique l'énergie de 2,5 MeV libérée par la réaction, soit 1,59 MeV pour ${}^4_2\text{He}$ et 0,91 MeV pour ${}^7_3\text{Li}$ pour une réaction (n, α) induite par neutrons thermiques

- l'émission de rayonnement γ , ce qui laisse l'isotope $(A + 1, Z)$ du noyau cible (A, Z) , ou d'un rayonnement β , ce qui a pour effet de remplacer dans l'échantillon un noyau (A, Z) par un noyau $(A + 1, Z - 1)$. Dans ces deux cas, il y a à la fois changement de nature du noyau considéré et mise en mouvement de celui-ci.

Les probabilités relatives de ces divers processus dépendent largement pour un noyau cible donné, de l'énergie du neutron incident. Le tableau Ibis donne, pour les composants les plus usuels des verres, les valeurs des sections efficaces de diffusion élastique, de diffusion inélastique et de capture pour des neutrons d'énergie thermique (0,025 eV) et pour des neutrons de 1 MeV. Parmi ces noyaux, seuls le Li et le B présentent, aux énergies considérées, une réaction de "cassure" du type évoquée ci-dessus. Ce sont en fait les isotopes ^6Li (présent à 7,42 % dans le lithium naturel) et ^{10}B (présent à 18,83% dans le bore naturel) qui subissent ces réactions ; les valeurs des sections efficaces pour des neutrons d'énergie 0,025 eV sont :

- pour la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$, $\sigma = 4\,017$ barns
- pour la réaction $^6\text{Li} (n, \alpha) ^3\text{H}$, $\sigma = 945$ barns

Ces sections efficaces décroissent vite quand l'énergie des neutrons augmente : la décroissance est inversement proportionnelle à la vitesse du neutron induisant la réaction.

De l'ensemble de ces valeurs de sections efficaces, on peut tirer les conclusions suivantes, en se limitant aux verres de compositions usuelles :

a) dans un verre ne contenant ni Bore, ni Lithium, la diffusion élastique est la réaction la plus probable ; elle a pour effet de communiquer aux noyaux heurtés une énergie de recul dont nous avons donné la valeur moyenne E_R . Ces noyaux se trouveront alors déplacés de leur position d'équilibre si E_R est supérieure à une valeur seuil E_d ("seuil de déplacement") : ce seuil varie suivant les matériaux considérés et une valeur moyenne (19) peut être estimée à $E_d = 25$ eV. En assimilant le verre à un matériau fictif formé d'un seul élément de nombre de masse $A = 20$, la relation $E_R \geq 25$ eV impose $E_0 \geq 275$ eV.

On voit donc - et c'est là une conclusion importante - que, pour les verres considérés, seuls les neutrons rapides auront une énergie suffisante pour causer des déplacements d'atomes.

b) pour un verre contenant du Bore (ou du Lithium), les conclusions précédentes relatives à l'action des neutrons rapides subsistent. Mais, en outre, les neutrons lents auront, par l'intermédiaire des réactions (n, α) , une action considérable par suite des valeurs très élevées des sections efficaces :

les particules produites ont en effet des énergies suffisantes pour causer des déplacements d'atomes.

Il est par ailleurs évident que dans tous les cas, les perturbations causées dans les verres s'accompagnent d'effets d'ionisation et d'excitation des atomes constitutifs : le résultat n'en sera pas différent de celui des rayonnements γ précédemment étudiés (modification de la transmission lumineuse, coloration).

III - 3/ Défauts causés dans les solides par l'action de neutrons

Avant de comparer plus en détail l'action des neutrons lents et des neutrons rapides, nous rappellerons brièvement la terminologie des défauts qu'ils sont susceptibles de créer :

a) Les défauts ponctuels sont ceux qui n'affectent qu'un petit nombre d'atomes. Nous avons vu que par collision élastique un neutron rapide (directement) ou un neutron lent (par l'intermédiaire d'une réaction n, α) était susceptible de déplacer un atome de sa position d'équilibre : il en résulte dans la structure un site inoccupé ou "lacune" ; l'atome déplacé occupe alors une position anormale ou "interstitielle". Lorsque ce phénomène se produit sous l'action d'une particule produite par réaction (n, α) , cette particule, en s'arrêtant dans la structure, en un point quelconque, y crée également un interstitiel; mais il se peut aussi que l'énergie de cette particule après un choc ne soit plus suffisante pour qu'elle continue sa course : elle viendra alors occuper la lacune qu'elle vient de créer, causant ainsi un autre type de défaut, appelé "remplacement d'atome". Bien entendu - et nous y reviendrons - ces défauts ne concernent pas forcément un seul atome, par exemple, un atome éjecté peut à son tour éjecter par chocs élastiques successifs d'autres atomes produisant ainsi d'autres lacunes et interstitiels. La modification du noyau d'un atome par réaction nucléaire donne lieu à un autre type de défauts par "formation d'atomes d'impuretés" : tels est le cas cité plus haut où, par action d'un neutron, un noyau (A, Z) est transformé en un noyau $(A + 1, Z - 1)$.

b) Des perturbations globales de tout un ensemble d'atomes, intéressant toute une zone du matériau irradié peuvent aussi intervenir. L'étude de telles interactions mettant en jeu un grand nombre d'atomes est très complexe et très controversée ; il semble toutefois admis qu'il puisse y avoir transfert d'énergie d'une particule d'énergie élevée aux atomes situés le long de sa trajectoire, sans éjection de ceux-ci ; il s'ensuivra localement et pendant un temps très court un phénomène tout à fait semblable à une élévation locale

de la température, les atomes ayant une énergie de vibration identique à celle qu'ils auraient à température élevée (1 000° K par exemple). Le défaut qui en résulte, ou "point chaud" correspond à celui qui serait causé par un échauffement suivi d'un refroidissement brutal.

Pour terminer, nous noterons que ces défauts ne sont pas totalement "statiques". Par exemple, le phénomène de gonflement observé dans les gaines de combustibles nucléaires irradiés à des doses extrêmement élevées (10^{22} neutrons rapides par cm^2 par exemple) paraît dû à des migrations de ces défauts qui ont tendance à se rassembler. Dans le cas de nos irradiations de verre qui se situent à un niveau beaucoup plus modeste, (10^{17} à 10^{18} n/ cm^2) un phénomène de guérison peut au contraire jouer un rôle : en augmentant la mobilité des lacunes et interstitiels on peut penser que des compensations au moins partielles pourront se produire. Un tel effet pourra être obtenu par échauffement de l'échantillon après son irradiation : il est toutefois prévisible - et de ce fait important a été vérifié dans nos expériences - qu'il sera beaucoup plus difficile de guérir les défauts produits par les particules ionisantes (noyaux de recul ou produits de réactions n, α) que de guérir les colorations produites par les rayonnements et par les particules ionisantes ; la mobilité des électrons dont les déplacements sont responsables de la coloration des verres irradiés est en effet plus grande que celles des lacunes et interstitiels.

III - 4/ Déplacements d'atomes sous l'effet des neutrons lents et rapides

Les particules mises en mouvement par action des neutrons (noyaux de recul et produits de réaction n, α) sont fortement ionisées, cet état d'ionisation décroissant tout au long de leur trajectoire. Leur processus de ralentissement peut être sommairement représenté suivant deux phases successives :

a) Tant que l'énergie des particules est supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes constituant le matériau considéré, l'interaction se fait uniquement avec les cortèges électroniques de ces atomes : il y a excitation de ces atomes (mais pas déplacements).

b) Lorsque la perte d'énergie est devenue suffisante pour que l'on soit au-dessous du seuil d'ionisation, l'interaction se fait avec les noyaux suivant les lois de chocs élastiques ; il y a alors déplacements et créations de défauts.

Seitz (19) a développé une théorie permettant de calculer les nombres d'atomes déplacés à partir de ces hypothèses simplificatrices et Paymal (20) a utilisé cette théorie pour évaluer le nombre des déplacements causés dans les verres par neutrons rapides et neutrons lents. Nous résumerons ses conclusions :

a) Nombre d'atomes déplacés par les neutrons rapides

L'énergie d'ionisation de l'atome fictif moyen ($A=20$, $Z=10$) que nous avons supposé être l'unique constituant des verres est de 28 KeV. La théorie de Seitz évalue à 120 KeV l'énergie moyenne de l'atome primaire déplacé par un neutron rapide, supérieure donc à l'énergie d'ionisation des atomes du milieu. Pour chaque neutron rapide subissant une interaction, il y aura donc une énergie disponible de 28 KeV pour déplacer des atomes. L'énergie moyenne transférée par choc d'un primaire étant de 93 eV, il y aura 300 "atomes secondaires" déplacés et ces secondaires auront encore une énergie suffisante pour produire d'autres déplacements, quatre en moyenne. En fin de compte c'est donc $V = 1200$ atomes qui se trouveront déplacés pour un neutron rapide interagissant.

Le nombre de déplacements N_r par unité de volume pour un flux rapide intégré $\varphi_r \cdot t$ sera :

$$N_r = (n_0 \cdot \sigma) \cdot (\varphi_r \cdot t) \cdot V_r$$

où n_0 est le nombre d'atomes par unité de volume et σ la section efficace de diffusion. Pour un pyrex de densité $2,23 \text{ g/cm}^3$, soit pour $\sigma = 4$ barns (voir tableau 1) : supposé formé uniquement de nos atomes fictifs de nombre de masse $A=20$, on trouve $n_0 = 6,7 \cdot 10^{22} \text{ atomes/cm}^3$,

$$N_r \approx 300 \cdot \varphi_r \cdot t$$

b) Nombre d'atomes déplacés par neutrons lents

Nous avons vu que les neutrons lents ne possédaient pas une énergie suffisante pour causer des déplacements d'atomes et qu'ils ne pouvaient causer de perturbations notables que dans le cas de verres chargés en ^{10}B ou en ^6Li . Toujours dans l'hypothèse du "verre fictif" défini ci-dessus, et admettant la valeur 25 eV pour seuil de déplacement, Paymal (20) calcule que chaque réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ déplace 102 atomes (soit 45 pour la particule ^4_2He et 57 pour la particule ^7_3Li). Chacun de ces "primaires" possède en moyenne une énergie de 100 eV, suffisante pour produire le déplacement de cinq "secondaires", en moyenne. Il y aura donc environ $V_e = 500$ atomes déplacés pour chaque réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$. Le nombre de déplacements N_e par unité de volume pour un flux intégré $\varphi_l \cdot t$ sera

$$N_l = \sum . (\varphi_e . t) . 500$$

où $\sum$ est la section efficace macroscopique du matériau responsable de la réaction (n, α) considérée, soit le ^{10}B dans le cas présent.

Pour un verre pyrex - dont nous verrons plus loin l'intérêt - la teneur en B_2O_3 est de 12,75 % correspondant à une teneur de 4 % en Bore naturel. Pour une densité de $2,23 \text{ g/cm}^3$ du verre pyrex et une teneur en ^{10}B de 18,8 % dans le Bore naturel, il vient $\sum = 4 \text{ cm}^{-1}$, d'où :

$$N_l = 2\,000 . (\varphi_l . t)$$

Nous utiliserons plus loin ces données numériques relatives à l'action des neutrons rapides et lents. Nous nous bornerons pour l'instant à remarquer que la perturbation apportée par une telle particule peut paraître faible (1 200 atomes déplacés par un neutron rapide ; 500 par suite de la réaction (n, α) induite par un neutron lent) si on la rapporte au nombre total d'atomes de l'échantillon. Toutefois, si l'on rapporte le phénomène au petit domaine où il s'est produit, la perturbation locale apparaît considérable. Dans le cas d'un neutron rapide par exemple, le primaire ayant une énergie moyenne de 100 KeV, et les secondaires de moins de 100 eV, on peut estimer que le volume intéressé par la perturbation est de l'ordre de 10^{-19} cm^3 : la proportion des atomes déplacés dans ce volume atteint alors 20 %. On arrive à une conclusion similaire pour l'effet des neutrons lents car, suivant Brinkman, c'est seulement en fin de trajectoire des particules ^4He et ^6Li que les chocs nucléaires se produisent.

IV - ACTION DES RAYONNEMENTS SUR L'INDICE DE REFRACTION ASPECT QUANTITATIF

IV - 1/ Action des rayonnements γ sur l'indice de réfraction

L'ordre de grandeur des modifications d'indice produites par les rayonnements γ comparé à celui produit par les neutrons est dans le rapport des sections atomiques efficaces de déplacement. Ainsi pour le silicium la section efficace des γ , de 1 à 10 MeV par exemple, est environ mille fois plus petite pour les γ que pour les neutrons, c'est également le rapport des modifications d'indice produites par ces particules.

Un exemple d'irradiation γ est donné par Yamamoto (21) (fig. 2) qui en 1960, irradie deux verres de hautes densités et deux verres de densités moyennes par une source de 10^6 r./h. Cet auteur trouve de petites variations de l'indice de réfraction, la variation maximale étant $dn = 6.10^{-5}$

IV - 2/ Action des particules lourdes sur l'indice de réfraction des structures de silice autres que le verre

a) Etudes de la silice vitreuse

Quelques études ont été faites concernant l'action des neutrons rapides et l'action des ions.

L'action des neutrons rapides sur l'indice de réfraction de la silice vitreuse a été faite par Primak, Lukesh et Simon.

Primak (22) trouve en 1958 une variation d'indice maximum $dn = 0,0115$ ce qui correspond à une variation relative de 0,775 % (fig. 3)

La variation maximale constatée par Lukesh (23) est presque comparable. L'indice croît de 1,45706 à 1,46687, soit environ une unité sur la seconde décimale.

Simon en 1957 (24) obtenait une variation à peu près identique, l'indice passant de 1,457 à 1,467 la densité volumique passant alors de 2,21 à 2,30.

Une étude des modifications d'indice produites sur la silice vitreuse par action d'ions a été réalisée par Hines (25) qui parvient avec des ions He^+ de 7,5 keV à obtenir une variation maxima de 0,015, la variation relative étant $\frac{dn}{n} = 0,01$ (figure 4).

b) Etudes du quartz :

Les modifications de l'indice de réfraction ont été étudiées par Primak et par Hines. Primak (26) par action des neutrons rapides trouve

une diminution de l'indice, $dn = - 0,077$, soit une variation relative de 0,051 - voir figure (5).

Hines (27) par action d'ions Ne^+ de 33 keV en particulier, trouve une variation comparable $dn = - 0,067$, ce qui correspond à une variation relative $\frac{dn}{n} = 0,045$ (voir fig. 6).

Par ailleurs Hines compare l'action des ions et des neutrons sur l'indice du quartz et constate l'accord des valeurs compte tenu des énergies mises en jeu et des volumes affectés.

c) Etudes du diamant:

Par des ions carbone de 20 keV, Hines (28) trouve pour une dose de $20 \cdot 10^{14}$ ions/cm² une augmentation très importante de l'indice de $dn = 0,2$, la variation relative correspondante est $\frac{dn}{n} = 0,1$ (voir figure 7).

d) Etudes des verres

L'étude des modifications d'indice des verres a été faite par action des neutrons thermiques et par action des ions.

En ce qui concerne l'action des ions, Hines, sur des verres irradiés par des ions de 20 keV (29) trouve une diminution d'indice superficielle très forte, n passe de 1,5246 à 1,343, soit $dn = - 0,1816$, ce résultat est établi par des mesures de réfractivité. Les études qui nous intéressent le plus pour nos applications sont celles concernant l'utilisation de neutrons thermiques. Ici nous pouvons citer les travaux de Paymal et de Prasado Rao. Paymal (30) étudie notamment les modifications d'indice du pyrex ou plus précisément du borosilicate B 40 qui s'en approche. La variation maximum est atteinte à la dose de $2 \cdot 10^{18}$ n/cm², l'indice passant de 1,477 à 1,4865, soit $dn \simeq 0,01$ la valeur relative étant alors $\frac{dn}{n} = 0,68 \%$ (voir figure 8).

Le pyrex qui présente donc une forte modification avec la dose de neutrons thermiques a pour composition :

Si O₂ (80,10%) ; B₂O₃ (12,75%) ; Al₂O₃ (2,25%) ; Na₂O (3,4%) ; K₂O (1,25%) ; Ca O + Mg O (0,1%).

L'importance des modifications trouvées par Paymal sur le pyrex nous conduiront à vérifier ses résultats (figure 42) avant de les ré-utiliser.

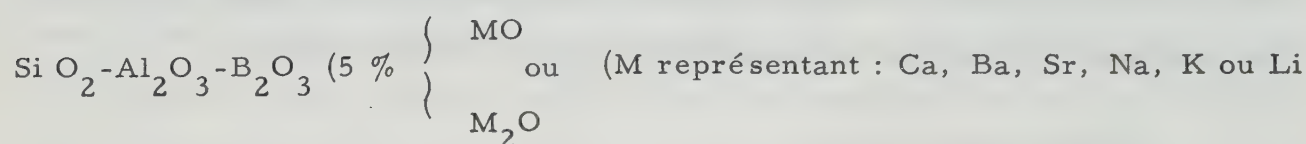
Paymal et Bonnaud (31) ont irradié d'autres verres sous flux thermique jusqu'à des doses de $2 \cdot 10^{18}$ n/cm² dans le cas du pyrex.

Pour ces verres le changement maximum de l'indice de réfraction une augmentation - vers 10^{18} n/cm² - n'est que de deux à trois unités de la troisième décimale, soit $dn = 0,002$ à $0,003$.

Ces verres de différentes compositions contenaient tous 5 % de B_2O_3 soit 2,5 fois moins environ que le pyrex.

Il est intéressant de noter que le rapport de ces modifications d'indice maximum est dans le rapport des densités de réactions (n, α), autrement dit dans le rapport des énergies dissipées par unité de volume. Néanmoins, on note aussi l'influence d'un fort pourcentage de SiO_2 comme le confirme la réaction importante du vycor (96 % SiO_2 , 3 % B_2O_3).

Les résultats de Paymal et Bonnaud sont obtenus d'une part sur des borosilicates type :



d'autre part, sur des verres type $SiO_2 - B_2O_3 \text{ (5 \%)} - K_2O$

Sur des verres au plomb de différentes compositions, les variations ne dépassent pas une unité de la troisième décimale à l'exception d'un verre au plomb contenant du lithium, qui rend compte ainsi de l'action des particules α produites par réaction $Li^6 (n, \alpha)$.

Les verres au plomb réagissent à des doses supérieures. Lukesh (32) par des mesures de densité volumique sur des verres irradiés à $2.10^{20} n_{th}/cm^2$, constate qu'un verre au plomb (1 PbO - 1,3 P_2O_5) est celui qui présente la plus forte variation - une diminution de 2,58 %. Ces résultats sont à l'opposé de ceux concernant de plus faibles doses obtenus par Paymal. Ceci montre qu'il existe des conditions pour obtenir une variation d'indice et de densité optimum.

Enfin Prasado Rao (33) étudie l'action des neutrons thermiques sur l'indice de réfraction de quelques verres. Il note une forte augmentation d'indice sur un verre au bore et au lanthane.

Certains verres présentent de fortes modifications d'indice ou de structure sous l'action des neutrons thermiques, outre les verres à base de bore 10 - ou de lithium 6 - on note un verre à forte teneur en silice (le vycor ou corning 7 900) sur lequel Paymal (34) trouve une modification de densité volumique (de + 73,5 mg/cm^3), soit une augmentation relative de 3,3 % à $5.10^{18} n_{th}/cm^2$.

On signale également (35) un verre réagissant fortement à $2 \cdot 10^{20} \text{ n/cm}^2$ ce verre a pour composition (1 Pb 0-1,5 Si O₂).

Les hautes doses produisent aussi des modifications importantes dans certains cas; par exemple Paymal note que la longueur et le module d'élasticité d'un verre pyrex (jusqu'à 10^{20} n/cm^2 augmentent à nouveau après avoir subis un effet de saturation puis une décroissance (36) .

- VARIATION DE L'INDICE DE REFRACTION SOUS L'EFFET DES HAUTES PRESSIONS

Signalons enfin pour terminer ce chapitre qu'on a pu obtenir (figure 9) une augmentation importante de l'indice de réfraction d'un verre de silice , sous l'effet des hautes pressions, l'indice de 1,454 augmente de une unité sur la première décimale. Les principaux auteurs dans ce domaine sont Aboaf, Kreidl, Roy et Bridgman (37).

II^e PARTIE

PROBLEMES RELATIFS A LA CORRECTION DES ABERRATIONS
DANS LES SYSTEMES OPTIQUES ET AUX MODIFICATIONS D'INDICE
PERMETTANT CETTE CORRECTION

I - ABERRATIONS DANS LES SYSTEMES OPTIQUES -
INTERET DES VARIATIONS D'INDICE -

I - 1/ Généralités

Soit S la surface de séparation de deux milieux homogènes (1) et (2) d'indices respectifs n et n' , A un point objet dans le milieu (1) et A' son image dans le milieu (2') (fig. 10) : il y aura stigmatisme si le chemin optique (AA') est constant quel que soit I , soit :

$$n \cdot AI + n' \cdot IA' = \text{constant.}$$

La méridienne de la surface de séparation correspondant à cette relation de stigmatisme est une ovale de Descartes. Elle n'est pas susceptible d'être réalisée par des moyens mécaniques simples : seules les surfaces sphériques et les surfaces planes peuvent être usinées en série dans l'état actuel de la technique. Le dioptré sphérique est donc l'élément fondamental de presque tous les systèmes optiques. Or, il ne réalise pas la condition de stigmatisme : une lentille sphérique convergente (fig. 11), par exemple, est trop convergente sur les bords par rapport au centre ; il s'ensuit un étalement des foyers entre le foyer marginal F_m (plus proche de la lentille) et le foyer paraxial F_p (plus éloigné) qui constitue l'aberration de sphéricité principale, mesurée par la distance $F_p F_m$; nous ferons plus loin quelques considérations sur cette quantité.

Le problème que nous nous sommes posé est alors celui de la réalisation de la condition de stigmatisme à partir d'un dioptré sphérique en faisant varier de façon convenable l'indice n' en chaque point M du rayon lumineux IA' ; la condition à réaliser s'écrit alors :

$$n \cdot AI + n(M) \cdot IA' = \text{constante.}$$

Par une telle modification de l'indice, on pourra agir sur la forme des surfaces d'ondes à la sortie du milieu considéré. Soient P un point objet, S la surface d'onde sphérique correspondante dans l'air et S' la surface d'onde après traversée d'un milieu homogène d'indice n (fig. 12). Par application du théorème de Malus, on pourra calculer les modifications d'indice dn_1 , dn_2 , etc... à apporter dans des zones successives du milieu pour obtenir à la sortie une

surface d'onde S'' ayant une forme recherchée. Par exemple, dans le cas de la lentille sphérique précédemment considérée, on pourra se proposer d'obtenir une surface d'onde sphérique à la sortie de la lentille et d'annuler ainsi l'aberration de sphéricité principale ($F_m F_p = 0$).

I - 2/ Courbure des rayons lumineux dans un milieu d'indice variable (38)

A l'intérieur du milieu d'indice variable les trajectoires des rayons lumineux ne sont plus rectilignes. Soient en effet deux portions de surfaces d'ondes Σ et Σ' correspondant à deux instants t et t' très voisins. La vitesse de propagation $v = \frac{c}{n}$ n'étant pas constante en tous les points de l'espace, ces portions de surfaces d'ondes ne sont pas parallèles (fig. 13) .

Choisissons deux points A et B de Σ distants de la longueur dN le long de la normale au rayon lumineux contenue dans le plan de figure. A l'instant t' les vibrations seront en A' et B' , et l'on aura :

$$AA' = v (t' - t) \quad \text{et} \quad BB' = (v + dv) (t' - t)$$

Si C est le centre de courbure du rayon lumineux pratiquement situé au point de rencontre des traces des éléments des surfaces d'ondes, et R le rayon de courbure, on aura :

$$\frac{CA}{CB} = \frac{R}{R - dN} = \frac{v}{v + dv}$$

ou
$$\frac{dv}{v} = - \frac{dN}{R}$$

D'où la courbure du rayon lumineux.

$$\frac{1}{R} = - \frac{1}{v} \frac{dv}{dN} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dN} = \frac{d}{dN} \text{Log } n \quad (a)$$

Cette relation permet de déterminer la loi de variation à donner à l'indice n pour obtenir un cheminement déterminé d'un rayon lumineux dans le milieu ; à titre d'exemple, nous calculons dans l'appendice I la loi de variation correspondant à une trajectoire circulaire du rayon lumineux.

I - 3/ Rappels sur l'aberration sphérique

On appelle termes d'aberration sphérique dans les classifications modernes des aberrations ceux qui ne dépendent pas de y' , y' étant l'ordonnée perpendiculaire à l'axe de révolution dans l'espace image (39).

Ces termes existent même pour des points conjugués A et A' , situés sur l'axe.

Quand l'ouverture de l'instrument est faible, le rayon dans l'espace image passe par le point A' , image de gauss de A ; par contre lorsqu'on s'éloigne du domaine paraxial, le rayon vient couper l'axe en un point L qui

peut être différent de A' ; posons $A'L = \delta f$ et appelons cette longueur
 "aberration sphérique longitudinale."

Cette quantité est visiblement une fonction paire de h , qui s'annule lorsque $h = 0$; son développement en série ne contiendra donc que les termes en h^2 , h^4 , etc... pour plus de facilité nous caractériserons la position du rayon par l'angle α' qu'il fait dans l'espace image avec l'axe $A'x'$; le calcul des combinaisons optiques conduit en fait à utiliser $\sin \alpha'$ et nous effectuerons les développements en séries par rapport à ce paramètre. Il sera donc commode de développer δf sous la forme

$$\delta f = a \sin^2 \alpha' + a' \sin^4 \alpha' + \dots$$

lorsqu'on est dans le plan méridien ($\varphi = 0$, avec les notations habituelles définies en référence (40) .

Les composantes dy' , dz' de la diffusion latérale du rayon sont

$$dy' = LA' \operatorname{tg} \alpha' = -L \delta f \operatorname{tg} \alpha'$$

$$dz' = 0$$

et, si le rayon chemine dans un plan d'azimut φ :

$$(1) \quad \begin{cases} dy' = -\delta f \operatorname{tg} \alpha' \cos \varphi \\ dz' = -\delta f \operatorname{tg} \alpha' \sin \varphi \end{cases}$$

choisissons pour sphère de référence la sphère centrée en A' (fig. 14). Les formules :

$$y = \frac{\cos \varphi}{\cos \alpha'} \frac{\partial \Delta}{\partial \alpha'} - \frac{\sin \varphi}{\sin \alpha'} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi}$$

$$z = \frac{\sin \varphi}{\cos \alpha'} \frac{\partial \Delta}{\partial \alpha'} + \frac{\cos \varphi}{\sin \alpha'} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi}$$

dans lesquelles on fera, $\varphi = 0$ et $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} = 0$ donnent :

$$(2) \quad \Delta = \int_0^{\alpha'} (-\delta f \operatorname{tg} \alpha') \cos \alpha' d\alpha' = \int_0^{\alpha'} -\delta f \sin \alpha' d\alpha' = \int_0^{\alpha'} \delta f d(\cos \alpha')$$

La focale située dans le plan méridien (focale sagittale) est constituée par un petit segment de l'axe, la nappe correspondante de la caustique est la partie de l'axe décrite par le point L lorsque α' varie.

Pour étudier l'aberration sphérique du troisième ordre, nous allons limiter le développement de δf à son premier terme :

$$\delta f = a \sin^2 \alpha'$$

Cette approximation sera valable lorsque α' reste petit, mais la formule ci-dessus permet de plus de représenter assez convenablement

l'aberration non corrigée d'un système à grande ouverture à condition de donner au coefficient "a" une valeur telle que la formule donne la valeur exacte de l'aberration au bord de l'ouverture.

Pour étudier le terme d'aberration du troisième ordre, on peut encore écrire, avec la même approximation :

$$\delta f = a \alpha'^2$$

et les relations (1) deviennent

$$dy' = - a \alpha'^3 \cos \varphi$$

$$dz' = - a \alpha'^3 \sin \varphi$$

On trouve d'autre part, en appliquant la relation (2)

$$(3) \quad \Delta = - \frac{a \alpha'^4}{4}$$

La surface d'onde Δ ne s'écarte de S que par un terme de quatrième ordre par rapport à l'ouverture, elle est surosculatrice à S en P (fig 15)

Si on rapporte Σ à une sphère S_1 dont le centre est à la distance ε de A', on aura

$$\Delta_1 = \Delta + \frac{\varepsilon}{2} \alpha'^2$$

On est d'ailleurs amené à rechercher un défaut de mise au point tel que $\Delta_1 = 0$ au bord, c'est-à-dire, en appelant α'_m la valeur maximum de α' :

$$- \frac{a \alpha'^4_m}{4} + \varepsilon \frac{\alpha'^2_m}{2} = 0$$

ou encore $\varepsilon = \frac{a \alpha'^2_m}{2}$; la sphère S_1 doit donc être centrée au milieu du segment A'L_m, L_m étant la position particulière de L obtenue lorsque $\alpha = \alpha'_m$ (fig 15).

L'écart Δ_1 prend alors la forme

$$\Delta_1 = \frac{a \alpha'^4}{4} + \frac{a \alpha'^2_m \alpha'^2}{4} = \frac{a \alpha'^2}{2} (\alpha'^2_m - \alpha'^2)$$

Signalons enfin quelques résultats simples : l'aberration sphérique du troisième ordre d'une lentille mince est une fonction du deuxième degré de sa cambrure :

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)$$

Si l'objet est à l'infini, l'aberration (sous-correction pour une lentille convergente) passe par un minimum non nul lorsque $r' = -6r$ (si l'indice $n = 1,5$)

On dit qu'on a obtenu la lentille de meilleure forme ; pratiquement la lentille plan convexe présentant sa face courbe à la lumière parallèle s'en éloigne peu et son aberration n'est pas sensiblement plus grande ; on trouve d'ailleurs pour expression de l'aberration :

$$\Delta f = - \frac{15}{14} f' \alpha'^2 \simeq - f' \alpha'^2$$

Au contraire, si l'on retourne la lentille, l'aberration est environ quatre fois plus grande.

II - DETERMINATION DES LOIS DE VARIATION DE L'INDICE DE REFRACTION PERMETTANT DE CORRIGER L'ABERRATION SPHERIQUE D'UNE LENTILLE

II - 1/ Généralités

Des tentatives ont été faites pour réaliser une lentille à indice variable par superposition de lames d'indices différents (41, 42) : la lentille était taillée dans un empilement de lames minces à faces parallèles. Mais il s'agit plus de compensation que de correction : le caractère non progressif des variations d'indice ne permet que des corrections partielles des aberrations. Une variation progressive doit donner de bien meilleurs résultats. Les calculs que nous avons effectués traitent de la correction de l'aberration sphérique d'une lentille mince, c'est-à-dire dont l'épaisseur e (h) est faible pour toute valeur de la hauteur d'incidence h . Nous avons d'autre part admis que la loi de variation d'indice recherchée conservait le caractère de symétrie axiale présenté par le problème, c'est-à-dire que cette loi était de la forme $n = n_0 + g(h)$.

Nous allons voir que le problème comporte deux solutions, chacune correspondant à une condition particulière de la mise au point optique. Les calculs d'aberrations s'effectuent très simplement par la considération des chemins optiques aberrants.

II - 2/ Détermination de la variation du chemin optique (fig. 16)

Pour une lentille homogène d'indice n_0 le chemin optique $\overline{AA'}$ est égal à :

$$\overline{AA'} = \overline{AI} + n_0 \cdot \overline{IJ} + \overline{JA'}$$

Si à l'incidence h , l'indice a varié de Δn , la variation $\Delta \overline{(AA')}$ du chemin optique est :

$$\Delta_1 = \Delta \overline{(AA')} = \overline{IJ} \quad \Delta n = e \cdot \Delta n = \left[e_0 - \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \Delta n$$

R_1 et R_2 étant les rayons de courbure des dioptries sphériques constituant la lentille.

Soit pour la loi de variation de l'indice de la forme $n = n_0 + g(h)$

$$\Delta_1 = (e_0 - k h^2) \cdot g(h)$$

en posant $k = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ k étant la cambrure de la lentille.

La loi $g(h)$ permettant de corriger l'aberration sphérique dépend des conditions que l'on se fixe pour la mise au point.

II - 3/ Mise au point au foyer paraxial

Pour corriger l'aberration sphérique en gardant l'image au foyer paraxial le terme Δ (représentant l'écart aberrant par rapport à la sphère de référence centrée au foyer paraxial) est de la forme $\Delta = - \frac{a \alpha'^4}{4}$ a étant le coefficient d'aberration sphérique (déterminé par construction de rayons lumineux) et α' l'ouverture image.

Δ est une avance d'onde. Il faudra donc augmenter l'indice de réfraction vers le bord de la lentille.

L'aberration longitudinale de sphéricité est définie par $\ell = a \alpha'^2$

Dans le cas présent on ajoute l'hypothèse de construction $\ell = a \alpha'^2 = - f' \alpha'^2$ il s'ensuit $a = - f'$

$$\text{La formule } - \frac{a \alpha'^4}{4} = - \frac{a h^4}{4 f'^4} \text{ s'écrit alors } \frac{f' h^4}{4 f'^4} = \frac{h^4}{4 f'^3}$$

On appelle Δ_1 l'écart aberrant (dû cette fois à la variation d'indice, par rapport à la même sphère de référence centrée au foyer paraxial).

Pour une ouverture donnée les écarts Δ et Δ_1 se compensent, soit :

$$\Delta_1 = -\Delta = e \cdot g(h) \\ e \cdot g(h) = \frac{h^4}{4 f'^3 e}$$

On trouve

$$g(h) = \frac{h^4}{4 f'^3 e}$$

En développant e , on peut écrire :

$$g(h) = \frac{h^4}{4 f'^3 e_0 \left(1 - \frac{k}{e_0} h^2\right)}$$

Si $\frac{k}{e_0} \gg 1$, $k \ll e_0$ on peut simplifier la formule précédente :

$$g(h) = \frac{h^4}{4 f'^3 e_0} \left(1 + \frac{k}{e_0} h^2\right)$$

Finalement on trouve

$$g(h) = \frac{h^4}{4 f'^3 e_0}$$

Cette formule est donc valable en supposant $e \simeq e_0$, sinon on conservera la valeur exacte de e en fonction de e_0 .

On rétablira la solution précédente, à titre vérificatif, par une autre méthode (voir appendice II .)

$$\text{On trouvera } g(h) = \frac{K h^4}{4 e f'^3} \quad \text{avec } K = \frac{a}{f'}$$

$$\text{et } e = e_0 - R + \sqrt{R^2 - h^2}$$

Notons que la loi précédente est impossible à mettre en œuvre si l'épaisseur au bord est nulle, en effet la fonction $g(h)$ devient nulle.

II - 4/ Mise au point au milieu de la caustique

Si l'on fait la mise au point au milieu de la nappe sagittale de la caustique l'écart normal par rapport à une sphère de référence centrée en ce point s'écrit :

$$\Delta = \Delta_1 + \frac{\varepsilon \alpha'^2}{2} \quad \varepsilon: \text{défaut de mise au point}$$

$$\Delta = -\frac{a \alpha'^4}{4} + \frac{\varepsilon \alpha'^2}{2}$$

$$\varepsilon = \frac{a \alpha'^2_m}{2}$$

$$\Delta \text{ devient } \Delta = \frac{a \alpha'^2}{4} (-\alpha'^2 + \alpha'^2_m) \quad \alpha'_m: \text{ouverture image maximale}$$

$$\Delta = \frac{a \alpha'^2}{4} (\alpha'^2_m - \alpha'^2)$$

(notons que Δ est nul au centre et au bord de la surface d'onde).

La surface d'onde est cette fois en retard, voir figure (17)

$$\Delta \text{ serait (avec } a = -f' \text{ et } \alpha = \frac{h}{f'} \text{)}$$

$$\Delta = \frac{-f' h^2}{4 f'^2} \left(\frac{h_m^2 - h^2}{f'^2} \right)$$

$$e \cdot g(h) = -\frac{h^2}{4 f'^3} (h_m^2 - h^2)$$

$$\text{et } e = e_0 - \frac{h^2}{2R} = e_0 - h^2 k \quad \text{car } k = \frac{1}{2R}$$

$$\text{Il vient } g(h) = -\frac{h^2}{4 f'^3} \frac{(h_m^2 - h^2)}{e_0 - h^2 k}$$

$$\text{De plus } e_0 - k h_m^2 = 0 \quad \text{l'épaisseur au centre } e_0 = k h_m^2$$

$$\text{Ceci entraîne } g(h) = -\frac{h^2}{4 f'^3} \frac{(h_m^2 - h^2)}{(k h_m^2 - k h^2)}$$

$$g(h) = \frac{-h^2}{4 f'^3 k}$$

La focale est légèrement changée de $1/2$ de F_M F_P

Dans ce cas la loi $n = n_0 + g(h)$ qui permet la correction de l'aberration sphérique s'écrit :

$$g(h) = -\frac{h^2}{4f'^3 k}$$

Pour une lentille plan-convexe $k = \frac{1}{2R} \quad \frac{1}{f'} = \frac{n-1}{R} ; k = \frac{1}{2f'(n-1)}$

$$g(h) = -\frac{h^2}{4f'^3} \frac{2f'(n-1)}{1} = -\frac{1}{2} (n-1) \frac{h^2}{f'^2}$$

$$g(h) = -\frac{(n-1)}{2f'^2} h^2$$

On trouve dans ce cas une diminution de l'indice avec l'augmentation de la hauteur d'incidence.

II - 5/ Signification des deux solutions pour corriger l'aberration sphérique (fig. 18)

Dans le cas de la solution en $+h^4$, il faut retarder la surface d'onde aberrante sur les bords pour obtenir la surface d'onde idéale S_p centrée en F_p . Il faut donc augmenter l'indice de réfraction sur les bords. En utilisant la loi en $-h^2$ il faut avancer la surface d'onde pour la zone intermédiaire, il y a alors antagonisme entre la variation d'indice et la variation d'épaisseur, à tel point que sur le bord de la lentille l'épaisseur devenant nulle la surface d'onde ne se trouve pas avancée.

II-6/ Ordre de grandeur des modifications d'indice nécessaires à la correction des aberrations.

Dans le cas de la mise au point au foyer paraxial, la variation de l'indice sur le bord (point où elle doit être la plus importante) a pour effet de déplacer le foyer marginal d'une distance égale à l'aberration de sphéricité

$\delta f = F_m F_p$. Prenons le cas d'une lentille plan convexe ayant les caractéristiques suivantes :

- distance focale : $f = 32 \text{ cm}$
- ouverture : $\alpha' = f/10$
- indice : $n = 1,477$ (verre borosilicate, genre pyrex)

L'aberration de sphéricité $\Delta f = -K f \alpha'^2$ vaut dans ce cas :

$\delta f_1 = -0,33 \text{ cm}$, lorsque la lentille tourne sa face plane vers l'objet

$\delta f_2 = -0,1 \text{ cm}$ lorsque la lentille tourne sa face sphérique vers l'objet.

D'autre part, la distance focale est liée à l'indice par la relation :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 2 k (n - 1)$$

D'où il résulte :

$$- \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta n}{n - 1}$$

Pour produire des déplacements du foyer paraxial égaux respectivement à Δf_1 et Δf_2 , les variations à donner à l'indice sur le bord seront :

$$\Delta n_1 = 5.10^{-3} \quad \text{et} \quad \Delta n_2 = 1,5.10^{-3}$$

Or, nous avons vu (1ère partie, paragraphe V. 2. d) qu'en irradiant un verre pyrex dans un flux de neutrons thermiques de 2.10^{18} neutrons/cm², la variation de l'indice atteignait 10^{-2} .

Par conséquent les variations d'indice par irradiation sont d'un ordre de grandeur suffisant pour corriger les aberrations. Il est toutefois important de souligner que, pour obtenir des flux intégrés de l'ordre de 10^{18} neutrons/cm² dans un temps qui ne soit pas prohibitif, il est nécessaire de réaliser les irradiations à l'intérieur des réacteurs nucléaires, donc dans des flux présentant une distribution isotrope. L'utilisation de faisceaux sortis et collimatés est exclue : par exemple le flux de neutrons thermiques à la sortie d'un canal expérimental de la pile EL 3 n'est que de 10^{11} neutrons/cm²/s., ce qui imposerait un temps d'irradiations de 10^7 sec. pour atteindre le flux intégré recherché de 10^{18} neutrons/cm².

III - CORRECTION DES ABERRATIONS PAR IRRADIATION NEUTRONIQUE

III - 1/ Généralités :

Nous avons vu (1ère partie - paragraphe V. 2. d) que la loi de variation de l'indice en fonction de la dose neutronique présentait une partie linéaire puis, pour des flux intégrés plus élevés, tendait vers une saturation : il est clair que pour réaliser des variations modulées de l'indice, c'est dans le domaine linéaire qu'il faudra travailler. Désignant par n_0 l'indice au centre où le flux intégré reçu est ϕ_0 et par n l'indice en un point quelconque où le flux intégré reçu est ϕ , ce domaine est représenté par :

$$n = n_0 + b (\phi - \phi_0) \tag{1}$$

où b , pente de la partie linéaire, est un coefficient déterminé expérimentalement.

La loi de variation du flux en fonction de la hauteur d'incidence h est alors :

- pour la mise au point au foyer paraxial :

$$\phi = \phi_0 + \frac{1}{b} \cdot \frac{h^4}{4 f^3 e} \quad (2)$$

- pour la mise au point au milieu de la nappe sagittale de la caustique

$$\phi = \phi_0 - \frac{1}{b} \cdot \frac{(n-1) h^2}{2 f^2} \quad (3)$$

III -2/ Collimateurs et atténuateurs : intérêt des neutrons lents .

La réalisation de modulations de flux, suivant l'une ou l'autre des lois ci-dessus, à partir du flux isotrope règnant dans un réacteur pose deux problèmes :

- un problème de collimation, le but du collimateur étant de rendre le flux directif sur l'échantillon,
- un problème d'atténuation, le but de l'atténuation étant de réaliser (à partir du flux directif homogène donné par le collimateur) un flux modulé suivant la loi calculée. Collimateurs et atténuateurs doivent être réalisés dans des matériaux absorbant les neutrons sans les diffuser car la diffusion a un effet perturbateur sur la directivité du flux. Or, nous avons vu que, pour les neutrons rapides, les sections efficaces d'absorption et de diffusion sont du même ordre de grandeur et faibles (quelques barns). Au contraire, il existe, pour les neutrons lents, des matériaux présentant des sections efficaces d'absorption considérables (plusieurs centaines à quelques milliers de barns) pour des sections efficaces de diffusion restant de l'ordre de quelques barns donc négligeables devant l'absorption. Ces remarques soulignent l'intérêt des neutrons lents (et tout particulièrement des neutrons thermiques) pour la réalisation de flux modulés. En fait, nous avons vu que des considérations d'intensité obligeaient à travailler dans le cœur du réacteur donc en présence de neutrons de toutes les énergies. Les collimateurs et atténuateurs réalisés n'auront d'effet modulateur que sur les seuls neutrons thermiques, ces effets étant d'autant plus précis que les neutrons seront plus lents. Les neutrons rapides, au contraire, apparaîtront comme un "bruit de fond" causant des modifications pratiquement uniformes dans tout le volume de l'échantillon. Il s'ensuit que la modulation de l'indice par la méthode proposée n'apparaissait pas au départ comme réalisable de façon évidente : les calculs des déplacements causés par neutrons lents et rapides d'une part, les mesures de flux rapides et lents d'autre part rendaient seulement plausible la réalisation de l'objectif fixé ;

mais seule l'expérimentation pouvait permettre d'atteindre une conclusion définitive, car les calculs de déplacements d'atomes (1ère partie) tout comme les mesures de flux par dosimétrie n'ont qu'un caractère approché. En considération de ces approximations, il n'a pas paru nécessaire d'effectuer des calculs de collimateurs et d'atténuateurs par des méthodes de Monte Carlo, seules susceptibles de donner des résultats précis ; pour obtenir des ordres de grandeur, nous avons effectué des calculs simples à partir d'hypothèses de base approchées

III - 3/ Calcul de l'atténuateur de neutrons lents

Nous supposons que le flux de neutrons lents délivré sur l'échantillon par le collimateur est parfaitement parallèle et uniforme. Par ailleurs, nous négligerons complètement la diffusion ainsi que les effets d'atténuation du faisceau neutronique dans la traversée de l'échantillon (effets d'auto-protection). Nous désignerons par Ψ le coefficient d'absorption macroscopique de l'atténuateur et par y l'épaisseur de cet atténuateur à l'incidence h où le flux recherché est ϕ ; désignant par ϕ_i le flux incident, on a :

$$y = - \frac{1}{\Psi} \cdot \log_e \frac{\phi}{\phi_i}$$

a) Cas de la mise au point au foyer paraxial (solution en $+h^4$) : Dans ce cas, le flux doit être maximum au bord et nous supposerons que l'atténuateur y a une épaisseur nulle ($y = 0$ pour $h = R$). Il vient :

$$y = - \frac{1}{\Psi} \log_e \left(1 - \frac{R^4 - h^4}{4 b f^3_e \phi_i} \right) \quad (4)$$

b) Cas de la mise au point au milieu de la caustique (solution en $-h^2$) : Dans ce cas, le flux doit être maximum au centre et nous supposerons que l'atténuateur y a une épaisseur nulle ($y = 0$ pour $h = 0$). Il vient :

$$y = - \frac{1}{\Psi} \log_e \left(1 - \frac{(n-1) h^2}{2 b f^2 \phi_i} \right) \quad (5)$$

III - 4/ Effet du collimateur

Le collimateur ayant une longueur finie (fig. 19), le faisceau de neutrons lents tombant sur l'atténuateur n'est ni parallèle, ni uniforme. Pour calculer le flux incident réel $\phi_i(h)$ au point de coordonnée h de l'échantillon, nous supposons que les parois du collimateur sont totalement absorbantes et que chaque élément de surface de sa face d'entrée se comporte comme une

source isotrope de neutrons lents dont l'intensité est proportionnelle à la surface.

Avec les notations indiquées sur la figure 19, exprimons l'angle Ω sous lequel est vue la face d'entrée du collimateur à partir d'un point M du disque irradié.

Ce problème a été traité par Durand (Electrostatique -tome I p. 18 - Masson Ed.) dans son étude électrostatique de l'effet d'un disque uniformément chargé. Cet auteur exprime la valeur Ω de l'angle solide à partir des intégrales de Legendre de première et de troisième espèce, à savoir :

$$J_1(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \psi}}$$

$$J_2(k, m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\psi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \psi} \sqrt{1-m^2 \sin^2 \psi}}$$

A l'aide de ces intégrales, l'angle solide Ω sous lequel est vu un disque de rayon R (rayon du collimateur), à partir d'un point M, situé à une distance L du disque (longueur du collimateur) et excentré d'une distance $h \leq R$ par rapport à l'axe, a pour expression :

$$\Omega = 2\pi + \frac{2L}{\sqrt{(R+h)^2 + L^2}} \left\{ \frac{h-R}{h+R} J_3(k, m) - J_1(k) \right\}$$

avec

$$k = \frac{\sqrt{4Rh}}{\sqrt{(R+h)^2 + L^2}}$$

$$m = \frac{\sqrt{4Rh}}{R+h}$$

Le flux incident $\phi_i(h)$ à faire figurer dans les expressions données au paragraphe précédent pour le calcul des atténuateurs, a donc pour expression :

$$\phi_i(h) = \frac{\phi_T}{4\pi} \cdot \Omega \quad (6)$$

où ϕ_T est le flux à l'entrée du collimateur et où Ω est donné par l'expression ci-dessus.

IV - APPLICATIONS NUMERIQUES

Pour situer les ordres de grandeur des dimensions à donner aux atténuateurs et aux collimateurs qui sont nécessaires, nous allons appliquer les formules établies plus haut aux cas concrets de lentilles réalisées en verre en borosilicate (genre pyrex) d'indice $n = 1,48$.

IV - 1/ Atténuateur pour un flux incident parallèle et homogène :

Pour un tel verre, nous avons vu (fig. 8) que la variation de l'indice en fonction de la dose était linéaire pour des flux compris entre environ 10^{16} neutrons/cm² et 10^{18} neutrons/cm² ; la pente de la droite - c'est-à-dire le coefficient b de la formule (1) - vaut ici : $b = 8,35 \cdot 10^{-21}$.

a) Mise au point au foyer paraxial (loi en $+h^4$)

La lentille considérée est plan convexe, avec les caractéristiques suivantes :

- rayon de la face convexe : $R_2 = 5,52$ cm
- diamètre $2h_{\text{Max}} = 2,3$ cm
- épaisseur au centre $e_0 = 0,2$ cm

L'introduction de ces valeurs dans la formule (2) donne :

$$\phi = \phi_0 + 0,226 \cdot 10^{17} \frac{h^4}{e} \quad \text{avec } e = \sqrt{5,52^2 - h^2} - 5,32$$

et $0 \leq h \leq 1,15$ cm

En supposant que l'atténuateur est à base de bore 10, il est aisé de voir que les épaisseurs nécessaires de cet élément à l'état pur sont trop importantes pour être réalisées sous forme de dépôts par évaporation ; elles sont d'autre part trop faibles pour être construites par des voies mécaniques. Elles se prêtent bien par contre à l'utilisation d'un matériau boré tel que le pyrex. Dans ce cas, le calcul donne pour le coefficient d'absorption macroscopique $\Psi = 4,207$ cm⁻¹

Prenant pour valeur du flux intégré au bord de la lentille - c'est-à-dire à l'emplacement où il est maximum - la valeur $6 \cdot 10^{17}$ neutrons/cm², l'application de la formule (4) donne :

$$y = -\frac{1}{4,207} \log_e \left(0,166 + 0,0376 \frac{h^4}{e} \right) \quad \text{avec } e = \sqrt{5,52^2 - h^2} - 5,32$$

$0 \leq h \leq 1,15$ cm

La figure 20 donne, en fonction de h , les valeurs de $\Delta n, e$ (en cm), $\phi \cdot 10^{-17}$ et y (en cm). L'atténuateur a une forme proche d'une lentille plan convexe de rayon égal à 14,75 cm.

b) Mise au point au milieu de la nappe sagittale de la caustique
(solution en $-h^2$)

La lentille de borosilicate que l'on se propose de corriger est plan convexe avec les caractéristiques suivantes :

- rayon de la face convexe $R_2 = 15,2$ cm

- diamètre $2h_{\text{Max}} = 3,0$ cm

L'application de ces valeurs à la formule (3) donne :

$$\phi = \phi_0 - 2,73 h^2$$

L'atténuateur étant réalisé en pyrex ($\psi = 4,207 \text{ cm}^{-1}$) et le flux au centre - c'est-à-dire au point où il est maximum - étant pris égal à $7 \cdot 10^{17}$ neutrons/cm², il vient :

$$\phi = 7 \cdot 10^{17} (1 - 0,39 h^2)$$

$$y = \frac{1}{4,207} \log_e (1 - 0,39 h^2)$$

La figure 21 indique le profil et les dimensions de l'atténuateur correspondant.

IV - 2/ Collimateur

Les calculs du rapport $\frac{\phi_i(h)}{\phi_T}$ ont été effectués à partir de la formule

(6) ; la figure 22 donne nos résultats pour des collimateurs ayant tous un diamètre $2R = 3$ cm et des longueurs L comprises entre 0,5 cm et 5 cm. Sur le même diagramme, on a porté en pointillé la loi de distribution du flux qui permet la correction de l'aberration de la lentille dans le cas de la solution en $-h^2$

$$\text{(soit : } \frac{\phi}{\phi_0} = 1 - 0,39 h^2 \text{)}.$$

Pour pouvoir atteindre la loi cherchée, il faut une longueur de collimateur telle que la courbe $\frac{\phi_1(h)}{\phi_T}$ soit toute entière au-dessus de la courbe $\frac{\phi(h)}{\phi_0}$; la comparaison des différentes courbes de la figure 22

montre que tel est bien le cas pour toutes les longueurs de collimateur envisagé. Le rôle de l'atténuateur sera alors "d'absorber" la différence des ordonnées de deux courbes (zone hachurée de la figure 22 dans le cas du collimateur $L = 5$ cm).

Le calcul de l'atténuateur correspondant au collimateur $L = 5$ cm a été effectué et figure dans le tableau fig. 23.

TROISIEME PARTIE

Montages expérimentaux

Nous allons maintenant étudier les dispositifs d'irradiation pour réaliser la loi de variation du flux de neutrons sur les pièces optiques.

Avant d'aborder les montages proprement dits, on donnera quelques précisions sur les caractéristiques des dispositifs d'irradiation, des éléments de dosimétrie et de contrôle des flux de neutrons, et sur les ordres de grandeurs des flux disponibles.

I - La Pile Piscine Triton.

Généralités :

La pile Triton du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses est du type "piscine" : c'est un réacteur hétérogène à uranium enrichi, qui est modéré et refroidi à l'eau légère. L'originalité de ce type de piles réside dans le fait que l'eau est également utilisée comme protection biologique ; l'accès aux emplacements d'irradiation s'en trouve considérablement facilité vis à vis des piles de types différents dont le coeur est enfermé dans d'épaisses carapaces de béton. Pour l'utilisateur, les principales caractéristiques de la pile sont les suivantes :

- la piscine est un bassin en béton précontraint de dimensions 18 m x 6 m et de hauteur 10 m,
- le bloc pile apparaît sous la forme d'une grille en AG3 de 9,3 m x 9,7 m et de 1,57 m de hauteur. Cette grille comporte 100 trous (10 x 10) disposés suivant un pas rectangulaire de 81 mm x 77,1 mm. Ces trous sont destinés à positionner les éléments constitutifs du coeur et des irradiations. Disposant ainsi d'un nombre élevé d'emplacements, il existe un grand nombre de possibilités pour la configuration du coeur. La configuration de la pile (Fig. 24) au moment de nos irradiations comportait :
 - 29 éléments combustibles (à 196 gr. d'U.235 par élément),
 - 4 éléments de contrôle permettant le réglage en puissance de la pile.

De plus, toute une rangée de trous, le long du coeur, était occupée par des éléments en béryllium.

La pile fonctionnait normalement à une puissance de 6,5 MW.

Avantages et inconvénients de la pile piscine :

Par rapport à une pile de type EL.3, Triton présentait, pour nos irradiations, les avantages suivants :

- les emplacements disponibles pour les irradiations, (c'est à dire les trous de la grille) sont de dimensions suffisantes pour permettre d'y placer des objets déjà volumineux. En dehors de la grille - donc, il est vrai, dans des zones de moindre flux - il serait même possible d'irradier de très grandes pièces.
- le refroidissement des échantillons est assuré de façon satisfaisante par la circulation forcée de l'eau emportant la puissance engendrée dans le coeur.
- la "disponibilité" de la pile Triton pour des irradiations est plus grande que celle de EL.3 où les possibilités, plus faibles, sont en général saturées.
- enfin, et c'est là le principal argument en faveur de notre choix, il est possible à Triton d'enfourmer et de défourner des échantillons sans arrêter le fonctionnement de la pile. Cette circonstance est particulièrement appréciée pour des irradiations de courte durée comme les nôtres.

La pile Triton présente par contre, vis à vis de EL.3, l'inconvénient d'un rapport flux rapide/ flux thermique plus élevé : pour des irradiations faites en bordure du coeur de Triton, le flux rapide est environ dix fois plus important qu'il ne serait dans une pile de type EL.3 de même puissance. Or, nous avons vu que les neutrons rapides agissaient comme un "bruit de fond" vis à vis de l'effet de modulation recherché du flux reçu par l'échantillon. Ce désavantage du flux rapide élevé va s'atténuant si l'on s'éloigne du coeur, mais c'est au prix d'une baisse du flux thermique, donc d'un accroissement du temps d'irradiation. Les avantages précédents nous ont toutefois parus l'emporter sur cet inconvénient, et c'est à Triton que toutes nos irradiations ont été effectuées.

II - Dispositif expérimental d'irradiation.

L'ensemble à irradier (Fig. 25 et 26) comprend la lentille étudiée, les dispositifs collimateur et atténuateur ainsi que des dosimètres destinés à la mesure des différentes composantes du spectre neutronique. Cet ensemble est enfourné dans une cartouche d'irradiation standard, en aluminium de haute pureté, qui est étanche à l'eau. Pour permettre l'irradiation simultanée de plusieurs échantillons, nous avons construit un panier d'irradiation en aluminium, adapté aux di-

mensions des trous de la grille de Triton et susceptible de recevoir 8 cartouches. La photographie de ce panier est représentée sur la Fig. 27 ; les cartouches y sont maintenues en place par une glissière de fermeture qui a été retirée sur la photographie pour laisser voir les alvéoles où sont logées les cartouches. La distance des cartouches extrêmes est de 36 cm : il est donc clair, en considération des variations de flux en fonction de l'altitude dans un canal d'irradiation, que la dosimétrie doit être faite sur chaque tube. Quelques variations de flux en fonction de l'altitude sont représentées Fig. 28.

a) Le collimateur est un simple tube de cadmium, fermé à une extrémité dont l'épaisseur des parois est de 0,05 cm. La section efficace d'absorption du cadmium est considérable pour les neutrons lents (2500 barns à $E_n = 0,025$ eV) et chute assez brutalement à quelques barns à $E_n = 10$ eV. Suivant une hypothèse simplificatrice généralement adoptée, on peut parler d'une "coupure cadmium" à 0,5 eV, tous les neutrons d'énergie inférieure étant absorbés. Le collimateur en cadmium est donc un collimateur parfait pour les neutrons lents (parois totalement absorbantes) mais qui n'a pratiquement pas d'effet sur le neutron "en ralentissement" et sur les neutrons rapides.

b) L'absorbant "idéal" est un disque de pyrex dont nous avons calculé le profil (paragraphe IV-2 de la 2ème partie) par exemple dans le cas de la "loi en $-h^2$ ". Pour réaliser un tel profil nous nous retrouverions ramené au problème de la taille d'une lentille ayant des faces autres que le plan ou la sphère. Toutefois, la précision demandée ici est fort différente de celle que requiert la réalisation d'une pièce optique. D'autre part, il est possible d'avoir une bonne approximation du profil recherché en combinant des formes simples (planes et sphériques). A titre d'exemple, la Fig. 29 et le tableau (Fig. 30) montrent l'approximation du profil idéal à l'aide de deux de ces formes simples.

La plupart de nos irradiations ont utilisé des atténuateurs de pyrex. Certains essais ont toutefois été effectués en utilisant des atténuateurs constitués par des empilements de dépôts homogènes de cadmium sur des supports d'aluminium ; ces dépôts qui devaient avoir des épaisseurs de l'ordre de 0,04 mm. , étaient réalisés par évaporation sous vide. Pour obtenir une modulation du flux en $-h^2$ (flux maximum au centre de la lentille), on empilait des couronnes circulaires concentriques (Fig. 31) ; pour obtenir une modulation en $+h^4$ (flux maximum sur les bords) on empilait des disques concentriques de diamètres croissants (Fig. 32).

Une autre méthode, qui n'a pas été essayée, mais qui paraît prometteuse, consisterait à faire tourner un secteur absorbant d'épaisseur constante mais de profil convenable autour d'un axe passant par le centre de la lentille. Cette méthode supprime les difficultés inhérentes à la taille du disque absorbant de pyrex ou à l'évaporation sous vide de cadmium ; elle implique, par contre, la mise en pile du dispositif mécanique de rotation, ce qui, compte tenu des facilités d'accès de la pile piscine, ne paraît pas soulever de trop grosses difficultés.

c) Les dosimètres de neutrons lents et rapides que nous avons utilisés sont ceux qu'emploient de façon routinière les services techniques de la pile, responsables des irradiations :

- dosimètres d'or et de cobalt pour les neutrons lents,
- dosimètres de nickel pour les neutrons rapides.

Ces réactions de dosimétrie sont : $^{58}\text{Ni} (n,p) ^{58}\text{Co}$ et
 $^{59}\text{Co} (n,\gamma) ^{60}\text{Co}$

Les sections efficaces de ces éléments sont les suivantes :

Pour l'or la section efficace d'absorption pour les neutrons thermiques de 2200 m/s est $\bar{\sigma}_{act} = 98,7 \pm 0,2$ barns

On utilise aussi l'intégrale de résonance I pour tenir compte des absorptions dans le domaine épithermique, elle tient compte des résonances des sections de capture dans ce domaine.

Pour l'or Walker donne $I = 1.525$ b.

En ce qui concerne le cobalt $\bar{\sigma}_{act} = 37,5 \pm 0,13$ b. (à 2.200 m/s) et $I = 53 \pm 5$ b. Enfin pour le cuivre $\bar{\sigma}_{act} = 3,76 \pm 0,03$ b. et $I = 2,2 \pm 0,3$ b.

Ces éléments de dosimétrie ont deux fins différentes : leur premier rôle est un étalonnage de la dose de neutrons en valeur absolue, le second rôle est un repérage en valeur relative.

Dans le premier cas, la valeur de la dose de neutrons au centre de la lentille (dose qui correspond au point C sur la courbe Fig. 33) est fixée par le temps d'irradiation et contrôlée par un premier élément de dosimètres (cobalt et nickel par exemple).

La loi d'atténuation du flux de neutrons du centre au bord de la lentille (de C en M sur la courbe Fig. 33) - produite par l'atténuateur est contrôlée par autoradiographie d'une feuille d'or (ou de cuivre, ou encore de la pièce elle-même).

d) Contrôle des formes de flux par autoradiographie ; principe de la méthode :

Le contrôle expérimental des formes de flux obtenues au fond des collimateurs sera effectué par la technique de l'autoradiographie.

Cette méthode consiste à prendre le corps - ici le verre - ou une feuille de métal (or ou cuivre) qui a été activée par les neutrons dans les conditions expérimentales et à la placer sur une émulsion photographique. Les variations de densité optique produites sur l'émulsion suivent les variations d'activité correspondant aux variations du flux de neutrons reçu par la feuille de métal.

Pour de courtes irradiations destinées à déterminer la forme des

flux, l'or convient assez bien, sa section efficace d'absorption élevée pour les neutrons thermiques conduit à des activités spécifiques élevées.

Le cuivre dont la section efficace est plus faible peut convenir pour des doses plus importantes.

Dans tous les cas, l'épaisseur de la feuille d'or doit être convenable pour que $N = N_0 e^{-n\sigma x}$ soit tel que $\frac{N}{N_0} \simeq 1$ ou $n\sigma x \simeq 0$ afin que le flux reste constant dans l'épaisseur de l'échantillon.

$$\begin{aligned}\sigma &= 100 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \\ n &= n \frac{d}{A} = 6 \cdot 10^{23} \cdot 0,1 \text{ At/cm}^3 \\ n\sigma x &= 6 \cdot 10^{22} \cdot 10^{-22} \cdot 2 \cdot 10^{-3} = 1,2 \cdot 10^{-2} \\ x &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \\ e^{-n\sigma x} &= 1 - n\sigma x + \left(\frac{n\sigma x}{2}\right)^2 \\ &= 1 - 1,2 \cdot 10^{-2} + \dots \simeq 1\end{aligned}$$

L'épaisseur 2/100 de mm. convient assez bien.

Remarquons que cette méthode d'autoradiographie permet de procéder à l'étalonnage de l'atténuateur.

En effet, au lieu d'utiliser un coefficient macroscopique d'absorption prédéterminé de l'atténuateur on peut aussi étalonner l'atténuateur dans les conditions d'expérience. Un ou plusieurs échelons d'épaisseurs connues du matériau permettent d'étalonner directement l'atténuation en fonction de l'épaisseur, l'autoradiographie correspondante donne les variations de transmission optique (Fig. 34) équivalentes aux variations du flux de neutrons.

e) Dosimétries de quelques emplacements.

La mise au point commencera dans le cas simple d'un long collimateur (5cm pour un diamètre de 3 cm) pour obtenir un flux assez collimaté, ce qui simplifie la détermination de l'atténuateur mais augmente le temps d'irradiation. Ce cas est donc défavorable au point de vue temps ; dans une phase plus avancée on réduira la longueur du collimateur (jusqu'à 0,7 cm pour un diamètre de 2,3 cm).

L'atténuation augmente d'un facteur 2 environ tous les 4 cm en s'éloignant du coeur de la pile ; soit un facteur 4 d'une rangée à l'autre.

Les flux suivants dont la valeur est soulignée ont été mesurés ; les

flux dont les valeurs sont entre parenthèses ont été communiqués pour les cases considérées (voir Tableau Fig. 35).

L'atténuation du flux thermique due au collimateur dans les cases considérées est d'un facteur 27 environ.

f) Temps d'irradiation :

Pour la plupart de nos expériences nous avons utilisé la case 74 (2^e périphérie) ce qui conduit à des temps maximum de 9 jours pour obtenir les doses recherchées avec collimateur. La rangée 60 (1^e périphérie) permet d'abaisser ce temps à une journée.

Sans collimateur les temps d'irradiation en 74 sont également de l'ordre d'une journée pour atteindre les doses considérées ($7 \cdot 10^{17} \text{ n}_{\text{th}}/\text{cm}^2$) ; si l'on considère l'ordre de grandeur des flux disponibles : 10^{13} à $10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ les temps pour atteindre les doses nécessaires de 10^{17} à 10^{18} n/cm^2 vont de 10^3 à 10^5 secondes soit de 1000 secondes à 30 heures environ.

g) Montage pour irradier un disque de verre sur sa moitié :

Des disques en borosilicate genre pyrex sont irradiés à différentes doses, la moitié des disques est protégée des neutrons thermiques par un cache en cadmium (Fig. 50). Un gradient de flux de neutrons thermiques est ainsi créé sur ces disques qui doit conduire à un gradient d'indice de réfraction.

h) Montage avec collimateur court et couronne en cadmium :

Des résultats intéressants vont être obtenus avec un dispositif d'irradiation très simple : une lentille ouverte à $f/5$ est irradiée dans sa zone centrale sur les $2/3$ de son diamètre pour faire augmenter son indice dans cette zone et réduire l'aberration sphérique.

Pour ce faire, une couronne de cadmium masque le bord de la lentille cette dernière est placée au fond d'un petit collimateur (Fig. 36).

QUATRIEME PARTIE

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre sont groupés les résultats expérimentaux. Les premiers résultats exposés portent sur les critères d'utilisation des verres irradiés d'une manière homogène. Ces critères sont par exemple l'absence de radioactivité résiduelle, les variations d'indice, la décoloration.

Après ces premiers résultats seront exposés les travaux correspondant aux modulations des flux de neutrons sur les verres, par exemple : contrôle des formes de flux de neutrons et des doses, contrôle des corrections optiques sur les lentilles irradiées.

I - 1 - Radioactivité résiduelle des verres irradiés.

Une série de 20 verres d'optique repérés au tableau (Fig. 37) et dont la composition est donnée au tableau (Fig. 38) sont irradiés à 10^{18} n/cm², en vue de sélectionner des verres non dangereux 1 mois après irradiation, ou plus, précisément ceux dont l'activité est voisine ou inférieure au seuil de sécurité de 2,5 mR/h. Les activités résiduelles (après un mois de décroissance) normalisées à 1 gramme de verre et à $\phi = 10^{18}$ n/cm² sont exprimées en mrad/h au tableau (Fig. 39).

Les radioéléments présents sont identifiés.

Cinq verres d'optique vont être sélectionnés.

a) Identification des radioéléments après un mois de décroissance.

Les radioéléments présents dans les échantillons de verre irradiés, après un mois de décroissance, (mesures effectuées sur un ensemble de spectrométrie γ équipé d'un détecteur Ge (Li)), ont été déterminés. Certains échantillons encore trop actifs pour une mesure contre le cristal, ont été mesurés à 22 cm de la sonde, voir Tableau (Fig. 40).

I - 2 - Classification des verres en fonction de l'activité résiduelle.

Classification des verres en fonction de la dose $\beta + \gamma$ après un mois de décroissance :

1°) - Verres présentant des activités comprises en 1 et 5 mrad/heure (pour 1 g de verre) :

- 747 - C 9736 - Pyrex - B40 - Vycor.

- 2°) - Verres présentant des activités comprises entre 20 et 50 mrad/heure (pour 1 g. de verre) :
- C 9055 - C 4846 - C 3956
- 3°) - Verres présentant des activités comprises entre 50 et 100 mrad/heure (pour 1 g. de verre) :
- B 8961 - B 1664 D - B 8141 - C 2060 - B 6461 - B 3959 - C 0959 - C 1356 C 5757.
- 4°) - Verres présentant des activités supérieures à 100 mrad/heure (pour 1 g. de verre) :
- D 1729 TA - B 1860 - C 8931.

Les verres les plus actifs révèlent la présence de ^{124}Sb (période 60 j.) : c'est donc la quantité d'antimoine de composition qui détermine les fortes activités résiduelles.

Les verres à sélectionner pour des études ultérieures sont donc ceux dont l'activité résiduelle est proche de la dose de tolérance (2,5 mrad/h), à savoir : 747 - C 9736 - Pyrex - B 40 et Vycor.

II - VARIATIONS DE L'INDICE DE REFRACTION.

II - 1 - Vérification des ordres de grandeur des modifications d'indice obtenues et de celles nécessaires à la correction des aberrations.

Une lentille plan-convexe de $f = 32$ cm ouverture à $f/10$, irradiée à environ 10^{18} n/cm² voit sa distance focale diminuer de $\Delta f = 0,6$ cm. Le calcul donnait 0,68 cm. L'aberration de sphéricité correspondant à cette lentille est dans le moins bon sens de 0,33 cm et dans le meilleur sens de 0,1 cm. Les ordres de grandeur des modifications d'indice obtenues et de celles nécessaires à la correction des aberrations sont donc compatibles.

II - 2 - Mesures d'indice de quelques verres.

L'indice de réfraction, pour quelques verres courants a été mesuré pour la raie D ($\lambda = 5893 \text{ \AA}$). L'irradiation est faite sans dosimètre (voir tableau Fig. 41 et Fig. 42).

Des cubes de pyrex présentent d'importantes variations d'indice. On trouve des variations d'indice d'une face à l'autre des échantillons, ces variations sont dues à des expositions différentes.

Ainsi sur le cube "B40 - 5" mesuré sur 4 faces, on trouve les valeurs suivantes de n : 1,4762 - 1,4755 - 1,4750 - 1,4744.

- Nous remercions vivement M. VULMIERE pour sa contribution aux mesures d'indices -

II - 3 - Dispersion de l'indice.

Nous n'avons trouvé aucune référence sur ce point, mais il semble que la variation de la dispersion de l'indice, produite par irradiation soit très faible, elle n'est pas décelée par un réfractomètre d'Abbe - donnant une précision sur la 3^e décimale de $\mathcal{V}$ ($\mathcal{V} = \frac{n-1}{dn}$) pour une variation importante d'indice ($dn = 0,006$) obtenue sur un pyrex irradié à 7.10^{17} n/cm² puis décoloré à 315°C.

La dispersion est mesurée entre les raies F ($\lambda = 4861 \overset{\circ}{\text{Å}}$) et C ($\lambda = 6563 \text{ Å}$), voir tableau (Fig. 43).

III - Contrôles par autoradiographies.

III - 1 - Vérification de la forme de la loi de variation du flux recherchée.

Le montage décrit, soumis à l'irradiation comportait une feuille d'or (de 2/100 de mm d'épaisseur). Cette feuille d'or, placée dans le collimateur derrière l'atténuateur, après irradiation noircit une pellicule. Cette dernière est soumise à un examen densitométrique.

Les temps d'irradiation sont courts (inférieurs à une heure).

La photo obtenue est examinée sur 3 axes : horizontal, vertical et oblique.

Les courbes obtenues sont identiques à la précision mécanique près du montage.

L'observation de la courbe (Fig. 44) permet de tirer les conclusions suivantes (dans le cas de la loi en $-h^2$) :

- L'allure parabolique de la courbe est bien celle recherchée.
- La forme du flux de neutrons n'est pas perturbée par la présence de cadmium ou de bore.
- Il est possible de moduler un flux de neutrons thermiques selon une loi.

La courbe précédemment examinée est reprise, le centre du cliché est analysé avec une sensibilité plus grande.

La courbe obtenue (Fig. 45) montre bien qu'il ne s'agit pas d'un effet de bord.

- Les irrégularités sont dues au grain de la photo.

La loi en $+h^4$ est également vérifiée par autoradiographie d'une feuille d'or (l'atténuateur étant en verre pyrex) voir Fig. 46.

L'allure de la courbe obtenue est bien celle recherchée, le flux minimum au centre augmente sur les bords de la lentille. La courbe, (Fig. 47) est identique à la précédente, mais à une échelle différente.

III - 2 - Autoradiographies réalisées avec des feuilles d'or irradiées derrière des échelons de cadmium.

Les feuilles d'aluminium sur lesquelles a été déposée une pellicule homogène de cadmium (de 4/100 de mm) sont empilées de manière à constituer les montages décrits Fig. 31.

La feuille d'or incluse dans le dispositif irradié, sert à réaliser l'autoradiographie correspondante sur une émulsion photographique. Le dégradé de densités optiques obtenues est reproduit Fig. 48.

Le montage de la Fig. 34 donne le dégradé reproduit Fig. 49.

III - 3 - Irradiation d'un disque masqué par moitié et autoradiographie correspondante.

Un disque de verre borosilicaté employé est irradié à faible dose environ 4.10^{17} n/cm², la moitié du disque est protégée des neutrons thermiques par un cache en cadmium, le principe du montage est reproduit Fig. 50.

Deux de ces dispositifs sont irradiés en même temps. Le disque après irradiation noircit une pellicule. L'exploration de cette pellicule au microdensitomètre est reproduite Fig. 51.

L'observation de cette courbe montre l'allure horizontale des plateaux. Ceci confirme la non-perturbation des flux par le cadmium.

Cette expérience est fondamentale car elle confirme que l'on peut moduler à volonté un flux de neutrons thermiques.

III - 4 - Taux de variation de l'indice de réfraction observé sur des disques irradiés par moitié.

Deux disques masqués par moitié par du cadmium sont irradiés dans la pile-piscine, (Fig. 50).

Ces disques présentent 2 zones d'indices de réfraction. A la zone irradiée correspond bien l'augmentation d'indice attendue. La discontinuité d'indice à la limite des deux zones est visible à l'oeil. La zone irradiée par les neutrons thermiques est légèrement plus colorée que la zone non irradiée. Le phénomène de variation d'indice obtenue est reproductible : la variation d'indice est la même sur les deux disques, (Fig. 52).

Des échantillons masqués partiellement par du cadmium (en feuille) sont irradiés à doses supérieures. Sur l'un d'eux on observe une variation d'indice de 0,003 et sur un verre (fracturé partiellement) irradié à plus forte dose une variation de 0,007 sur une distance de 1 mm. seulement.

La propriété optique du dispositif obtenu est montré par l'observation d'une ligne droite. La photo de l'image de la droite observée à travers l'un des premiers disques irradiés est reproduite Fig. 53.

Cette image se compose de 2 segments de droites qui apparaissent translatés l'un par rapport à l'autre. Entre ces 2 segments on observe une petite zone de transition.

IV - DECOLORATION.

IV - 1 - Séparation des modifications d'indice et de la coloration.

L'un des disques précédents est soumis à un rayonnement UV pendant 24 heures ; la plus grande partie de la coloration disparaît, une légère coloration visible persiste pour ce temps de décoloration, la température due à la lampe est d'environ 80°C.

Le disque est retiré de son support, la coloration demeure aux emplacements des pinces. La variation d'indice est conservée. La discontinuité est visible à l'oeil.

La décoloration par l'UV est reprise à 125°C. Après 4 jours de décoloration, la lentille ne présente plus de coloration visible. La variation d'indice

reste identique.

Le spectre optique des différentes phases de décoloration est donné en Fig. 54.

V - CONTROLES.

V - 1-Contrôle des doses.

Les doses thermiques sont mesurées derrière la lentille, donc légèrement atténuées, (Fig. 55).

Après irradiation et ouverture des tubes, on constate que toutes les lentilles et les atténuateurs sont intacts, On ne voit pas de biréfringence à l'oeil entre polariseurs croisés.

V - 2 - Vérification de la correction de l'aberration sphérique et de la surface d'onde.

Trois lentilles plan-convexes, définies page 34 ont été irradiées (dans le montage et le dispositif décrits) dans la case 74 du réacteur Triton.

Après irradiation ces trois lentilles sont repolies selon la même procédure que trois lentilles témoins, non irradiées, prises dans le même verre, et ajustées au calibre à $\lambda/2$.

Cette retouche des rayons de courbure en fin de traitement a pour but d'éliminer les déformations dues aux variations de densité volumique.

Observation de la surface d'onde par la méthode de Twyman-Green :

L'aberration sphérique est comparée par la méthode d'observation des franges à l'interferomètre de Twyman-Green.

Le chemin aberrant est :

$$\Delta = k \frac{\lambda}{2} \quad k : \text{nombre de franges.}$$

La lentille n° 14, qui se rapproche le plus des conditions d'irradiation demandées, est nettement corrigée, voir photos Fig. 56.

Cette lentille ne présente qu'une frange d'interférence, $\Delta = \frac{\lambda}{2}$

par contre les mêmes lentilles non corrigées présentent 4 franges, $\Delta = \frac{4\lambda}{2}$

Compte tenu de la précision sur le polissage des surfaces (les lentilles ont été rendues comparables à une précision supérieure à une longueur d'onde) on conclut qu'indiscutablement une amélioration est intervenue sur la lentille n° 14.

Des lentilles ouvertes à $f/5$ sont également irradiées avec un atténuateur approprié défini page 33 . On obtient une nette réduction de l'aberration sphérique.

L'interférogramme reproduit Fig. 57 montre une lentille témoin non corrigée (on observe 5 à 6 franges). La même lentille corrigée a son interférogramme reproduit Fig. 58 on n'observe plus que 1 à 2 franges, l'observation est faite avec un léger excentrement de la sphère de référence.

Irradiation discontinue de la lentille précédente.

Une lentille identique à la lentille précédente ouverte à $f/5$ est irradiée dans sa zone centrale où son indice de réfraction augmente. Une rondelle de cadmium masque le bord de la lentille sur le tiers du diamètre. (Fig. 36) Les 2 indices de la lentille sont nettement visibles. L'interférogramme correspondant (Fig. 59) montre que la lentille ne présente pratiquement plus d'aberration sphérique mais seulement une zone nette de transition d'indice entre les 2 zones d'indices de réfraction différents. Il a donc été possible d'obtenir une correction appréciable de l'aberration sphérique par un dispositif très simple. Il est clair que pour obtenir des corrections plus poussées, un atténuateur à absorption progressive permettrait des variations plus fines.

Les deux interférogrammes (Fig. 60 et Fig. 61) montrent le raccordement des surfaces d'ondes de cette lentille irradiée à 2 zones.

Sur la Fig. 60 on a donné un excentrement assez important à la sphère de référence et fait un défaut de mise au point.

Sur l'interférogramme représenté Fig. 61 on a produit un léger excentrement de la sphère de référence et également un défaut de mise au point. Ces interférogrammes mettent en évidence la zone de transition d'indice, et montrent la déformation des surfaces d'ondes dans cette zone.

V - 3 - Conclusion.

Ces déformations dirigées de la surface d'onde montrent clairement que l'on peut influencer dans une direction désirée sur une surface d'onde et que les aberrations correspondantes peuvent être corrigées.

CINQUIÈME PARTIE

Discussion des critères d'utilisation des verres irradiésI - RAPPEL DES CRITERES.

Ce chapitre, essentiellement bibliographique, sera particulièrement orienté vers la discussion et la recherche des modifications de l'indice de réfraction, vers la possibilité d'obtenir une variation déterminée de cette propriété et plus généralement à tous les critères qui conditionnent son utilisation en optique, rappelons l'ensemble de ces critères :

- tenue mécanique des matériaux,
- stabilité dans le temps des modifications obtenues,
- radioactivité tolérable après un délai acceptable,
- ordres de grandeurs des modifications suffisants pour être utilisés en optique,
- biréfringence acceptable,
- localisation des modifications (absence de diffusion),
- faible absorption dans le spectre visible pour les variations d'indice pures.
- variations de la dispersion de l'indice compatibles avec les applications envisagées,
- stabilité des modifications d'absorption pour les variations de colorations pures,
- temps d'irradiation acceptables,
- choix des moyens d'irradiation compte tenu des dimensions géométriques des pièces optiques,
- possibilités et moyens de moduler chaque propriété optique, etc...

Le point de l'ensemble de ces questions sera fait, tant au point de vue bibliographique qu'expérimental.

II - TENUE MECANIQUE DES VERRES AUX RAYONNEMENTS ET BIREFRINGENCE.II - 1 - Tenue mécanique.

En 1954, SOWMEN et LUKESH irradient un certain nombre de verres à 2.10^{20} neutrons thermiques/cm². Ils constatent que tous les spécimens conservent

leur caractère vitreux, leur état de surface, leur éclat ; aucun dommage mécanique apparent n'est produit. Tous les échantillons sont plus ou moins colorés. Certains verres ont subi des changements sensibles de dureté et de poids spécifique, (43).

Wittels et Sherill étudient les altérations des structures de SiO_2 . Wittels observe des variations de densité de 14,7% sur le quartz irradié aux neutrons, sans qu'apparaissent des défauts macroscopiques tels failles ou bulles, (44).

Lukesh ne constate aucune dévitrification sur des verres soumis à 2.10^{20} n/cm^2 , par des mesures de diffraction aux rayons X, (45).

Mylonas et Truell notent qu'un bloc de verre contenant du bore 10 casse à une dose de 7.10^{15} neutrons thermiques/ cm^2 , (46).

Ils attribuent ce fait au gradient important des réactions (n, α) entre la surface et le centre de l'échantillon entraînant des contraintes.

II - 2 - Elimination de la birefringence.

Comme précédemment pour la tenue mécanique, la biréfringence est due aux contraintes. Ces contraintes proviennent de la compression des parties non irradiées par les parties irradiées, à chaque dose d'irradiation étant liée une modification correspondante de la densité volumique. Les contraintes de dépréciation du flux sont dues à une trop grande section efficace, notamment à un pourcentage trop élevé de ^{10}B ou ^6Li utilisé avec les neutrons thermiques. Les contraintes dues à la loi de variation de l'indice semblent beaucoup moins importantes.

Il faut noter que ces contraintes peuvent se relâcher : par irradiation à hautes doses, par action de l'UV, et par réchauffement limité, (47)(48)(49)(50).

II - 3 - Vérification expérimentale.

Nous avons procédé à des vérifications par les expériences suivantes :

Des disques en pyrex de 0,2 cm d'épaisseur (3 cm de diamètre) et des cubes de 1 cm, en pyrex d'une part, en différents verres pauvres en bore et en lithium d'autre part, sont irradiés en même temps à des doses allant de 10^{16} à 10^{19} n/cm^2 .

Après irradiation aucun dommage apparent n'est constaté sur les cubes

pauvres en bore et en lithium, ni sur les disques de pyrex.

Par contre, les cubes en pyrex présentent une biréfringence marquée et laissent apparaître des failles à partir de $8,5.10^{18}$ n/cm², confirmant le pourcentage trop important de ¹⁰B pour ces dimensions.

III - - Ordre de grandeur des modifications obtenues.

Si en 1952 les modifications d'indice trouvées semblent faibles, (51) c'est qu'on ne paraît pas encore connaître la nature de ces modifications et l'efficacité des particules qui les produisent. Kuan Han Sun indique $dn = -0,00002$ par des considérations de réfractivité - il s'agit sans doute de γ - alors que Hines, en 1965, indique un $dn = -0,1816$, soit 10.000 fois plus, par des ions il est vrai - donc modification superficielle - sur un verre silico-sodocalcique d'indice 1,52446, soit $\frac{dn}{n} = -12\%$, (29).

Cette modification, qui, en valeur absolue, peut paraître faible, est en réalité très importante pour le sujet qui nous intéresse, l'ordre de grandeur des modifications commençant à être intéressant pour le domaine envisagé à partir de $\frac{dn}{n} = 0,001$, soit une unité sur la troisième décimale.

Nos expériences ont confirmé une modification d'indice de l'ordre de $dn = 0,01$ que confirment la plupart des expérimentateurs.

IV - STABILITE DANS LE TEMPS DES MODIFICATIONS DE STRUCTURE CORRESPONDANT AUX VARIATIONS DE L'INDICE DE REFRACTION.

Par des mesures précises Primak retrouve les mêmes valeurs des variations de poids spécifique, pour la silice vitreuse irradiée aux neutrons, 2 ans après irradiation, voir fin légende Fig. 62, 22.

Par des techniques ultrasoniques Truell, Strakna et coll. constatent la stabilité dans le temps des modifications par des mesures sur 3 ans, (52) (53).

Hines constate la stabilité, après 6 mois, du coefficient de réflexion lié à l'indice, pour le quartz irradié par des ions. L'indice ne varie pratiquement pas avant 600°C (pendant 30 minutes). (54).

Wittels constate que les désordres sont stables à température ordi-

naire. Les températures nécessaires pour guérir les dégâts du réseau de façon sensible dans les échantillons monocristallins sont supérieurs à 1500°C. Il s'agit de doses élevées, (55).

Bale note également que les modifications apportées par les flux de neutrons rapides (5.10^{19} n/cm²) sur les structures de silice sont stables après 6 mois et ne guérissent pas par traitement thermique, (56).

Paymal (thèse) constate qu'il n'y a pas de guérison aux hautes doses sur un verre pyrex.

Bopp, Sisman constatent peu de guérison des céramiques après 6 mois à température ambiante, (57).

Prasada Rao remarque lui aussi la stabilité de l'indice dans le temps, (58).

Nous avons nous même procédé à des mesures d'indice sur une période de 4 ans sans constater aucune évolution dans les valeurs des modifications d'indice, soit dans l'observation des interférogrammes, soit par des mesures au refractomètre d'Abbe.

V - ABSENCE DE RADIOACTIVITE.

Cette question est importante pour une utilisation courante, et doit être envisagée méthodiquement notamment si l'on envisage de placer des verres irradiés devant un organe sensible tel que l'oeil ou encore devant une émulsion photographique.

On doit donc rechercher des verres qui ne s'activent pas ou plus précisément des verres dont la radioactivité décroît rapidement et serait négligeable après une période acceptable.

Il faut éliminer les éléments qui conduisent à des radioéléments de longues périodes. On peut tolérer certaines impuretés et pas d'autres : la silice se désactive rapidement, par contre le plomb non purifié contient de l'antimoine qui reste très actif comme le montre Riley par des irradiations à hautes doses, tableau (63), (59).

La période de la silice - plus précisément de ³¹Si, seul isotope relativement stable de SiO₂ - est de 2,6 heures ; la silice est l'élément de base

d'un grand nombre de verres - où elle intervient pour 60% environ. Le temps pour atteindre le seuil de sécurité de 2,5 mr/h est rapide pour un verre de silice irradié à $10^{18} \text{ n}_{\text{th}}/\text{cm}^2$ et présentant une activité de l'ordre de 1 r/h en sortie de pile :

$$I = I_0 e^{-0,7 \frac{t}{T}}$$

$$t = \frac{T \log \frac{I}{I_0}}{0,7}$$

$$t = \frac{T \log 400}{0,7} = \frac{2,6 \times 6}{0,7}$$

$$t = 22 \text{ heures}$$

Nos irradiations et identifications de radioéléments par spectrométrie montrent que c'est avant tout aux impuretés de composition, antimoine 124 notamment, que l'on doit l'activité résiduelle 1 mois après irradiation.

VI - LOCALISATION DES MODIFICATIONS. DIFFUSION.

Dans le cas des neutrons thermiques agissant sur un verre de forte section de réaction, dopé au bore 10 ou au lithium 6, la présence d'une très faible diffusion n'est pas gênante. Dans les autres cas elle n'est pas fondamentale, elle serait une gêne si elle venait à modifier radicalement toute variation et tout résultat, rendant impossible la localisation des modifications. Toutefois, la diffusion est accessible au calcul, bien que ces calculs - méthode de Monte-Carlo - soient longs ; en outre le verre étant un matériau bon marché, on peut faire preuve d'empirisme et extrapoler les résultats obtenus en présence de diffusion. La diffusion est d'autant plus limitée que le rapport $\frac{\sigma_{\text{réaction}}}{\sigma_{\text{diffusion}}}$ est grand, naturellement. La diffusion, faible avec les produits (n,α), est plus importante avec les neutrons rapides.

Exemple d'un verre contenant 1,5% de ^{10}B . Sections efficaces relatives de diffusion et de réaction pour les neutrons de 2200 m/s, voir tableau (Fig. 64 et 60).

Il s'agit d'un verre au bore : Corning 7070 (SiO_2 : 70,2% ; B_2O_3 : 28% ; LiO_2 : 1,2% ; K_2O : 0,6%).

Dans ce cas, la section de diffusion est donc inférieure à 1%, sans ^{11}B elle serait de 0,4%. La diffusion est donc pratiquement négligeable. Ceci confirme que l'on peut moduler facilement les flux de neutrons thermiques comme l'ont prouvé en particulier nos autoradiographies.

VII - DECOLORATION DES VERRES IRRADIES AUX NEUTRONS.

On sait que 2 moyens sont utilisés pour blanchir les cristaux : traitement thermique et décoloration optique. Nous avons montré, dans la partie expérimentale, comment il était possible de décolorer un verre par l'emploi d'un rayonnement ultraviolet associé à un traitement thermique, sans guérir les modifications d'indice induites.

Seuls des résultats plus limités avaient été obtenus jusqu'ici.

Kobayashi avait montré notamment la possibilité de conserver certaines variations de densité volumique sur ClNa tout en éliminant les centres colorés. D'autres études concernent les structures de silice.

VII - 1 - Décoloration. Cas de ClNa .

Kobayashi note^{qu'}au moment où les centres R' commencent à se dissocier à environ 200°C tous les centres de couleur ont pratiquement disparus. A 250°C on n'observe aucune bande. Au-dessus de cette température on n'observe pas de centres de couleur, la présence de davantage de changements de densité volumique indique l'existence de groupes de lacunes stables, (61).

VII - 2 - Décoloration de MgO .

L'oxyde de magnésium a un comportement très voisin des halogénures alcalins, à la différence près que dans les halogénures alcalins les lacunes peuvent être introduites par l'ionisation et disparaître par guérison thermique avec les centres colorés ; tandis que dans le cas de l'oxyde de magnésium il faut des rayonnements corpusculaires pour produire les lacunes ; celles-ci peuvent demeurer même lorsque les centres de couleurs ont disparus, (62).

VII - 3 - Cas de la silice vitreuse.

En rapprochant les travaux de Primak et Mayer sur la guérison de la silice vitreuse irradiée aux neutrons, le premier sur l'indice de réfraction, le second sur la décoloration, on remarque que l'indice de réfraction n'est pas affecté avant 400°C alors que l'absorption dans le spectre visible de 4 à $7000 \text{ \AA}$ a complètement disparu après 6 heures à 260°C , (Fig. 65 et 66), (63) et (64).

Ces dernières conditions ne modifient pas la structure (indice ou

densité) comme l'indique la courbe de guérison isothermique : 25 heures à 300°C n'ont pas d'effet sur la structure (voir courbe (Fig. 67), (65).

VII - 4 - Cas de plusieurs espèces de silice.

Sur 3 espèces de silice irradiées aux neutrons : silice fondue impure (Vitrosil), verre de silice purifié (Corning), quartz naturel, Wittels, par des expériences de guérison thermique, constate que l'absorption optique due aux neutrons rapides disparaît bien avant que la guérison thermique des modifications structurales ait commencé. L'auteur ajoute qu'il est raisonnable de penser que les centres colorés peuvent être identifiés à des électrons piégés, (66).

Sur du quartz irradié aux neutrons, Mitchell et Paige constatent la décoloration - bande A (5500 Å) et C (UV) - sans destruction des défauts en dessous de 500°C, (67).

Le seuil de température important où se termine la décoloration et où commence la guérison d'indice est voisin de 300°C.

Les guérisons d'indice et de structure dans diverses variétés de silice ne commencent pas avant 3 à 400°C pour s'étendre jusqu'à 1000°C ou au-delà - Primak, (68).

A ces températures de 3 - 400°C les verres sont généralement complètement décolorés. La décoloration commence à 100°C et s'achève à 300°C dans les verres contenant de l'oxyde de baryum,

pour des verres au sodium et au magnésium elle commence à 200°C et est complète au-dessus de 400°C, note Le Clerc (68).

Cette zone de chevauchement 3 - 400°C, dans les températures de guérison devra être éliminée dans les verres retenus.

Nos expériences comparées à celles qui avaient été faites, montrent que l'on peut décolorer non seulement un cristal, mais également un verre proprement dit, tout en conservant la modification d'indice apportée par l'irradiation neutronique.

VIII - CONDITIONS D'UTILISATION.

Les conditions pour réaliser les applications optiques se trouvent donc réunies à condition de répondre à certaines exigences.

VIII - 1 - Verres destinés aux modifications d'indice.

Tous les verres subissent la modification d'indice, les ordres de grandeur étant en rapport notamment avec les énergies (de déplacement) mises en jeu dans les interactions.

Pour répondre aux grands besoins de l'optique, il faut définir 4 verres en particulier.

Les tolérances et compatibilités que doivent manifester ces verres, sont les suivantes :

- En ce qui concerne l'absence de radioactivité les verres ne doivent pas comporter d'isotope conduisant à des radioéléments de longues périodes, surtout si ceux-ci sont fortement activables.

- Pour éviter une coloration trop stable, limiter les métaux alcalins.
- Pour limiter la diffusion et selon l'application considérée, la section de réaction globale du verre devra être dans un certain rapport devant la section de diffusion et ce pour les neutrons - ou le spectre de neutrons - considérés.

Ce résultat peut être atteint :

- Soit par le choix des neutrons,
- soit par le choix des éléments composant le verre,
- soit encore en introduisant un très faible pourcentage de ^{10}B ou ^6Li lorsqu'il s'agit de neutrons lents ou d'un spectre plus étendu comportant également des neutrons lents.

Si les neutrons rapides sont plus intéressants que les neutrons thermiques pour produire des déplacements, ils le sont moins en ce qui concerne la diffusion.

- Pour que les ordres de grandeurs des modifications d'indice soient suffisants, en première analyse, l'énergie mise en jeu doit être assez importante pour déplacer un grand nombre d'atomes :

- soit par l'emploi de neutrons rapides avec tous les verres,
- soit par l'incorporation de ^{10}B ou ^6Li lorsqu'on emploie des neutrons thermiques (seuls ou dans un spectre de neutrons) ou encore par le choix d'éléments de grande section efficace de déplacement.

Toutefois, il faut rappeler l'importance de la teneur en oxygène des verres. Enfin en ce qui concerne la tenue mécanique des verres, les section efficaces totales des verres (ou les pourcentages de ^{10}B ou ^6Li) devront être compatibles avec les contraintes admissibles créées par les neutrons employés pour les dimensions des pièces optiques considérées.

VIII - 2 - Choix des neutrons et du réacteur.

On voit que l'on se trouve en face de 3 cas dont 2 extrêmes dans le choix des neutrons pour obtenir des particules rapides.

- neutrons thermiques avec réaction (n, α) y compris neutrons épith.
- neutrons rapides,
- neutrons mixtes, avec ou sans réaction (n, α) .

a) Les neutrons thermiques avec réaction (n, α) (cas de la pile EL.3 par exemple).

Ce cas correspond au choix du réacteur EL.3 où les effets du flux thermique sont inférieurs au 1/100 du flux rapide.

Dans ce cas il n'y a pas de diffusion, mais effet de dépréciation du flux dans les échantillons.

Dimensions.

La souplesse de EL.3 au point de vue dimensions est un peu moins bonne qu'en pile piscine.

En effet, les irradiations, pile en marche, se font dans des tubes et les échantillons ne doivent pas excéder 2,3 cm - 4,5 cm était le cas de EL.2.

Des dimensions beaucoup plus importantes - de l'ordre de 50 cm - peuvent être également utilisées, mais la pile doit être arrêtée.

b) Les neutrons rapides : cas de la pile piscine Triton par exemple.

Un filtre, en cadmium par exemple, permet d'éliminer les neutrons thermiques pour ne conserver que les neutrons rapides.

On note toutefois que toute diminution du flux entraîne une augmentation correspondante des temps d'irradiation.

c) Les neutrons mixtes (flux rapide et flux thermique superposés).

C'est le cas de la pile piscine Triton dont le spectre est assez large. Le flux rapide superposé au flux thermique est d'environ le 1/7 de la valeur de ce dernier.

Comparaison des effets des neutrons thermiques et rapides :

Si l'on compare les inconvénients et l'intérêt de l'utilisation des neutrons thermique par réaction (n, γ) d'une part, des neutrons rapides d'autre part, selon les variations extrêmes du rapport $\frac{\text{section de réaction}}{\text{section de diffusion}}$, on a le tableau suivant :

produits (n, α)	neutrons rapides
- pas de diffusion, localisation précise	- diffusion
- contraintes.	- pas de contraintes.

VIII - 3 - En résumé, tous les critères d'utilisation sont satisfaits sous les conditions définies pour atteindre le but que nous nous sommes proposés.

Nos résultats reprennent et confirment ce qui avait été établi, puis ajoutant de nouveaux éléments, permettent d'atteindre les buts projetés.

SIXIEME PARTIE

Domaines d'applications et perspectives d'avenirI - Domaines d'applications :I - 1. Application de la modification de l'indice de réfraction à l'obtention d'un dispositif correcteur à partir d'une surface simple :

Une modification de l'indice étant, pour la surface d'onde, équivalente à une modification de la courbure des surfaces des dioptries, on possède donc ces deux paramètres pour réaliser une surface d'onde déterminée.

Chaque problème complexe de modification de surface d'onde pourra avoir une solution intéressante en composant ces deux paramètres de la manière la plus avantageuse pour aboutir à la surface d'onde recherchée.

Par exemple, on cherchera à remplacer une lame de Schmidt par une lentille ou une lame à faces parallèles, dont on aura déterminé les variations d'indice du centre vers les bords. Une pièce optique de surface complexe pourra donc être remplacée par une pièce de surface plus simple dont on aura fait varier l'indice de réfraction.

Une lame correctrice de réalisation simple pourrait trouver son emploi non seulement dans le télescope mais dans de nombreux systèmes optiques.

I - 2. L'instrument stigmatique parfait :

La déformation de la surface d'onde est de la forme (69) :

$$\Delta = ah^4 + bh^3y \cos(\varphi - \psi) + ch^2y^2 + dh^2y^2 \cos 2(\varphi - \psi) + ehy^3 \cos(\varphi - \psi).$$

h, φ sont les coordonnées de I, point d'impact du rayon sur la pupille d'entrée, h désigne l'ouverture, y, ψ sont les coordonnées de l'image B' voir figure (68).

Si l'on considère les aberrations transversales, les termes successifs représentent les aberrations du 3ème ordre, respectivement : l'aberration sphérique (ah^3), la coma (terme en bh^2y), la courbure de champ (terme en chy^2), l'astigmatisme (terme en dhy^2) et la distorsion du 3ème ordre (terme en ehy^3).

En réduisant l'aberration sphérique, on réduit les aberrations géométriques dépendantes en h . Cette réduction devrait déjà donner de bons résultats au voisinage du centre du champ,

Il est permis d'espérer trouver des lois de variation de l'indice de réfraction qui donneraient de meilleurs résultats que dans le cas classique.

L'instrument parfait peut être envisagé. H. Chrétien donne quelques précisions (70) :

Tous les manuels insistent sur l'impossibilité d'obtenir le stigmatisme rigoureux à l'intérieur d'un volume : si l'image A' du point A - figure (69) - est parfaite, deux points très voisins B et B' dans les mêmes plans de front P et P' ne seront aussi stigmatiques que si, quel que soit l'angle u :

$$\frac{\sin u'}{\sin u} = \text{constante (condition d'Abbe)}$$

tandis que pour les points voisins mais sur l'axe, C et C' , il faudrait écrire :

$$\frac{\sin \frac{u'}{2}}{\sin \frac{u}{2}} = \text{constante (condition de Herschel)}.$$

A moins que l'image ne soit de même grandeur que l'objet (cas du miroir plan) les deux conditions sont incompatibles : il n'est pas possible de faire correspondre, par une imagerie stigmatique, deux volumes, mais seulement deux plans.

Pratiquement cette correspondance ne peut être rigoureuse que pour un nombre fini de points (à moins d'explorer par miroirs tournants) et le plus souvent un seul (par exemple le foyer d'une chambre de Schmidt).

"La perfection absolue dans la conception d'un instrument d'optique classique est un idéal inaccessible. Le but des développements de l'optique géométrique est la recherche de la perfection relative convenant le mieux à l'espèce d'instrument envisagé. Ainsi, dans le cas de lunettes astronomiques, l'ingénieur poussera les corrections d'aberrations à leur dernière limite, mais seulement sur l'axe de l'instrument. Dans le cas d'un objectif photographique, au contraire, il se contentera d'une approximation plus grossière, mais étendue à un champ angulaire considérable". (Jobin - Introduction, Calcul des combinaisons optiques).

Il faut pratiquement choisir entre deux cas :

- l'obtention d'un champ étendu, ce qui nécessite l'écriture de la condition des sinus, il apparaît alors de l'aberration sphérique si l'on déplace le point objet A le long de l'axe.
- l'obtention du stigmatisme le long de l'axe, ce qui fait apparaître de la coma.

Les milieux hétérogènes, mais isotropes, permettraient au contraire, d'imaginer des systèmes optiques parfaits, et si la question a été peu étudiée - Maxwell, Toraldo di Francia, Murty, Luneberg - c'est qu'il ne semblait y avoir aucune application possible. Il faut que tous les "rayons lumineux" (curvilignes) issus d'un point quelconque U de l'espace objet viennent se retrouver en un point U' de l'espace image (71)(72)(73)(74).

On montre alors que la distance optique $\varphi(U)$ entre U et U' est indépendante du chemin suivi, le rayon étant une courbe telle que :

$$\varphi(U) = \int_{U'}^U n(xyz) dl$$

soit extrême ; n , indice, est fonction des coordonnées du point considéré, dl est la longueur de l'arc élémentaire.

Toraldo a parlé d'optique non Euclidienne ; l'imagerie est une représentation conforme de deux espaces l'un sur l'autre, ce qui permet de transposer le résultat de Liouville en géométrie :

"Toute représentation conforme de deux domaines à trois dimensions l'un sur l'autre est identique : soit à une homographie, soit à la superposition de ces deux transformations".

L'opticien affirme donc : "L'imagerie stigmatique de deux espaces l'un sur l'autre produite par un instrument parfait est assimilable soit à une similitude, soit à une transformation par rayons vecteurs réciproques, soit à la superposition de ces deux transformations".

L'oeil des poissons selon Maxwell fournit une imagerie parfaite conformément à ce dernier théorème, il est stigmatique pour tous les points de l'espace, c'est un instrument parfait.

- Mathiesen aurait vérifié que les yeux de certains poissons ont bien une constitution de cette nature (75).

I - 3. Problèmes généraux des corrections géométriques et chromatiques :

Pratiquement, il est nécessaire de réaliser la correction simultanée des aberrations géométriques et chromatiques ; les défauts d'achromatisme qu'il importe de supprimer dépendent, tout comme les défauts géométriques, de l'ouverture et du champ de l'appareil.

Si l'ouverture est grande et le champ faible (objectif de microscope), on cherche à atténuer simultanément les défauts géométriques d'ouverture et le chromatisme de position ou chromatisme axial. Il faut réduire l'étendue des

caustiques correspondant à deux couleurs et les rapprocher le plus possible.

Si le champ est important (objectif photographique) on cherche à atténuer simultanément les défauts géométriques de champ les plus gênants et le chromatisme au bord du champ ou chromatisme latéral. On essaye, par exemple, d'obtenir la coïncidence des rayons moyens pour deux ou plusieurs couleurs et une disposition symétrique des faisceaux colorés par rapport au rayon moyen commun.

I - 4. Achromats, apochromats -

a) Limitation due aux fortes courbures dans le cas des milieux homogènes

En associant deux verres on cherche à réaliser l'achromatisme, par exemple pour les deux raies F et C (ou pour deux raies x et y), l'achromatisme serait réalisé si les dispersions partielles étaient proportionnelles dans les deux verres, mais on n'arrive pas à obtenir ce résultat et il reste un résidu d'aberration, ou spectre secondaire.

Divers moyens permettent de diminuer l'importance du spectre secondaire :

- l'emploi de nouveaux verres a permis de rendre les dispersions partielles sensiblement proportionnelles. Mais leur fabrication est assez délicate et ils sont peu stables. On est d'autre part conduit à de très fortes courbures, ce qui oblige à se limiter à de très faibles ouvertures (objectifs semi-apochromatiques).
- on utilise également, non pas deux, mais trois lentilles accolées, et on égalise les focales pour trois longueurs d'ondes. Le spectre secondaire est alors représenté par une courbe offrant l'aspect d'une cubique. On obtient une courbe très aplatie en choisissant pour λ_1 , λ_2 et λ_3 des radiations voisines, mais on est alors conduit à de très fortes courbures ; on réduit ainsi le spectre secondaire au tiers de celui d'un

doublet ; l'étalement des foyers est donc environ le centième de celui d'un seul verre de même focale. Les triplets ainsi réalisés sont dits apochromatiques.

Les courbures, encore fortes, limitent l'ouverture de ces objectifs, dont le centrage est délicat.

b) Intérêt de l'indice variable -

Nous venons de voir que la construction d'apochromats nécessite donc de fortes courbures des surfaces, ce qui entraîne avec les lentilles sphériques de fortes aberrations, à moins de réduire l'ouverture. Au contraire, les lentilles à indice variable permettent de concilier ces fortes courbures avec de faibles aberrations résiduelles.

c) Réduction simultanée des aberrations géométriques et chromatiques :

On peut également minimiser simultanément les aberrations géométriques et chromatiques (76).

La dispersion est liée à la longueur d'onde, la longueur d'onde étant elle-même une fonction de l'indice :

$$n = f(\lambda)$$

On peut en particulier noter la formule de Cauchy qui est (77) :

$$n - 1 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

Cette formule peut aussi s'écrire (78) : $n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$

ou encore la formule plus en vogue de Ketteler et Helmholtz (79) :

$$n^2 = n_{\infty}^2 + \frac{M_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

(avec plusieurs bandes d'absorption, de longueur d'onde λ_i).

II - Perspectives d'avenir :

Les rayonnements corpusculaires et plus particulièrement les neutrons permettent d'élaborer un procédé pour modifier l'indice de réfraction selon une loi déterminée.

Plus précisément la correction des aberrations réalisée au moyen de neutrons permet d'envisager des développements dans deux directions : celle des instruments de hautes performances et celle des instruments simples.

- Dans les instruments de hautes performances, on peut réaliser la réduction des aberrations de sphéricité et des aberrations chromatiques qui sont parmi les principales causes de limitation ; la réduction du nombre de lentilles, ce qui augmente la clarté ; l'augmentation de l'ouverture numérique, ce qui réduit le rayon de la tache de diffraction.

- Les progrès dans les instruments simples peuvent être envisagés par la diminution du nombre de lentilles ; l'emploi de surfaces correctrices simples à indice variable équivalentes par exemple à des lames de Schmidt ; l'emploi de surfaces simples à indice variable également, équivalentes à des surfaces asphériques.

SEPTIEME PARTIE

Autres applicationsI - Couches minces ; filtres interférentiels :

Les couches minces, caractérisées par des épaisseurs de l'ordre des longueurs d'ondes optiques et par un indice de réfraction différent de celui du milieu qu'elles recouvrent ont des propriétés optiques remarquables. Par exemple, la modification de l'indice sur une épaisseur de l'ordre des longueurs d'ondes de la lumière peut permettre de réaliser des dispositifs optiques déphaseurs, ou des lames minces telle que l'épaisseur $e = \lambda/4n$ (80).

Les maxima de lumière transmise ont lieu aux longueurs pour lesquelles l'épaisseur optique $n.e$ est égale à un nombre entier de fois $\frac{\lambda}{2}$.

- D'autre part on sait qu'il existe des relations parcours-énergie pour chaque particule dans un matériau donné. Certaines particules peu pénétrantes modifient l'indice de réfraction superficiellement.

Il suffit donc de choisir l'énergie à donner à la particule pour fixer la pénétration.

Sur le quartz et la silice, Hines mesure les pénétrations d'ions de différentes énergies. Quelques valeurs ont été reportées dans le tableau (Fig.70) donnant une idée des déphasages possibles (81).

Plusieurs auteurs constatent également ce phénomène, notamment par l'évolution de la coloration - du bleu au rouge orangé - dans le film de matériau où les ions pénètrent ; confirmant l'évolution de l'épaisseur de la couche avec l'énergie des ions, ainsi qu'avec le temps d'irradiation-(81)

Primak fait l'observation avec un polarimètre (82)(83).

Les particules précédentes étaient produites par des accélérateurs, les particules provenant de fissions produisent toutefois dans certains cas des altérations de surface (84).

On peut également à partir de particules pénétrantes, tels les neutrons provoquer des modifications d'indice de l'ordre des chemins optiques correspondant aux longueurs d'ondes considérées en déposant sur la surface à traiter une peinture à base d'un élément engendrant une réaction nucléaire, peinture au bore 10 ou au lithium 6 par exemple.

La pénétration dans le verre à glace de particules telles que les lithons est de $0,5\mu$ (soit $5000 \text{ \AA}$). Dans le milieu matériel la longueur d'onde par rapport au vide est $\lambda' = \frac{\lambda}{n}$; pour cette pénétration de $5000 \text{ \AA}$, avec un indice $n = 1,5$ le déphasage correspondrait à $\lambda = 7500 \text{ \AA}$.

D'autres éléments peuvent être envisagés, on dispose actuellement d'une grande gamme de particules dont on connaît le parcours en fonction de l'énergie.

I - 1. Couche antiréfléchissante :

La modification de l'indice de réfraction entraîne celle du coefficient de réflexion sur lequel on pourra agir - dans les limites des variations d'indice possibles, pour approcher ou parfaire la modification la plus favorable, modification correspondant à $\sqrt{n}$.

On peut réduire les pertes par réflexion à la traversée des dioptries en réalisant - par dépôt ou, ici, par irradiation - à la surface du verre une pellicule d'une substance de faible indice dont l'épaisseur soit égale à $\lambda/4$ (λ étant la longueur d'onde de la lumière considérée) de façon que les variations réfléchies par les deux faces de la pellicule soient en opposition de phase.

Avec un indice de la couche dont la valeur diminuerait depuis celle du milieu jusqu'à celle de l'air, c'est-à-dire environ de 1,5 à 1 on supprimerait toutes les réflexions pour toutes les incidences et non plus seulement pour une longueur d'onde déterminée et pour une incidence inférieure à 10° .

II - Amélioration du taux d'harmoniques dans les effets non-linéaires :

A des fins d'applications dans les cristaux convertisseurs de longueurs d'ondes, on recherche (85) des cristaux dont un indice, à une fréquence donnée, soit égal à l'autre indice à la fréquence double : $n_o(\omega) = n_e(2\omega)$.

La réalisation de cette condition - que l'on ne trouve pas exactement dans la nature - pourrait augmenter le taux du 2^e harmonique.

La condition d'adaptation d'indice $n_o(\omega) = n_e(2\omega)$ exprime le fait que les propriétés du milieu non-linéaire doivent satisfaire une relation précise entre les vitesses de phase des ondes de fréquence simple et de fréquence double, condition pour que l'onde de fréquence double puisse acquérir une grande amplitude (86).

D'autre part, l'irradiation corpusculaire produit une variation différente des 2 indices puisque la densité linéaire d'atomes sur chaque axe est différente selon ces axes par rapport à l'orientation dans le flux.

De nombreux résultats confirment ce fait ; Primak sur le quartz, retrouve cet aspect : les indices ordinaire et extraordinaire ne varient pas de la même quantité (50).

Il conclut que les variations des propriétés physiques semblent suivre l'anisotropie du cristal.

Pour une dose de 2.10^{19} n/cm² : $dn_{\text{ordinaire}} = 1,6 dn_{\text{extraordinaire}}$

$$n_o = 1,5443 \quad n_e = 1,5532$$

$$dn_o = 0,0005 \quad dn_e = 0,0008$$

L'ordre de grandeur dans l'exemple précédent est assez faible. il faudrait que la variation porte sur la 2^e décimale ; des études portant sur des propriétés liées à la variation précédente laissent prévoir des variations maxima pour des conditions différentes : en particulier,

Primak étudie la dilatation du réseau du quartz (Fig.71).

Les résultats d'autres auteurs confirment ces conclusions.

En particulier Wittels(87) constate le caractère anisotrope de la dilatation du quartz . Le changement du rapport axial du quartz, par irradiation aux neutrons rapides est représenté en figure (72). Cet auteur note l'anisotropie de la dilatation du cristal élémentaire dans les monocristaux de Zircon (88) . $2,5.10^{20} \text{ n}_{\text{rap}} / \text{cm}^2$ produisent 1 % d'expansion selon l'axe a; 1,4 % d'expansion selon l'axe c. La figure (73) représente la dilatation du cristal élémentaire.

-Johnson et Pease (89) trouvent un rapport plus important : l'expansion le long de l'axe a est 3 fois supérieure à l'expansion le long de l'axe c.

- Le changement de l'orientation du cristal dans le flux permet d'obtenir un rapport donné des indices ; Truell et Teutonico constatent une variation différente du rapport des dilatations axiales selon l'orientation du cristal dans le flux de neutrons rapides (90)(Fig.74).

- On notera que l'action des hautes pressions produit une modification d'indice dont l'ordre de grandeur est en accord avec cette application (37).

III - Ecrans à transmission variable -

Dans un précédent chapitre on a donné une application d'un procédé général pour modifier, selon une loi, toute propriété optique fonction d'une dose de rayonnement ; il s'agissait de corriger les aberrations en faisant varier l'indice de réfraction, on envisage maintenant de modifier la transmission.

On sait en effet qu'une variation locale du facteur de transmission peut permettre, par exemple :

- la séparation plus aisée de deux étoiles en astronomie ou de deux raies voisines en spectroscopie.

- d'améliorer la représentation des contrastes dans l'image d'un objet étendu (91).

III - 1. Choix des particules ; absence de diffusion :

Il s'agit ici non plus de modifier l'indice mais de faire baisser la transmission, on pourra donc envisager des rayonnements suffisant à agir sur la stabilité du cortège électronique sans produire de déplacements d'atomes, par exemple rayons γ , rayons X, électrons rapides. On peut également dans certains cas employer les particules lourdes chargées : ions, protons.

Les rayons X et γ sont eux-mêmes équivalents à des sources d'électrons distribuées à l'intérieur des solides. Les particules lourdes, les neutrons par exemple modifient également la transmission mais les sections efficaces d'interaction sont alors supérieures pour les atomes que pour le cortège électronique et induisent, de plus, une radioactivité nuisible. Les électrons rapides peuvent eux-mêmes être obtenus par effet Compton.

On a le choix devant deux méthodes pour réaliser la loi de variation de transmission désirée :

a) la méthode statique avec atténuateur et collimateur : on aura intérêt à employer une source de moyenne énergie X ou γ pour n'avoir surtout que l'effet photoélectrique.----- . Sur les parois du collimateur et dans l'atténuateur (en bismuth ou en plomb) il faudra tenir compte d'une certaine diffusion.

b) la méthode dynamique d'intégration du flux en chaque point :

On se dispense de collimateur et il n'y a donc plus ce problème de réflexion ni de diffusion dans l'atténuateur.

Il est possible ici, contrairement au cas des neutrons, de dévier les particules chargées par un champ électrique ou magnétique. La déviation peut alors être asservie à un mouvement qui respecte l'intégration du flux désiré en chaque point, par exemple un balayage de révolution.

III - 2. Stabilisation des centres colorés :

On sait que dans les halogénures alcalins, les centres F sont instables, les centres V un peu plus stables, et les centres R, M et H présentent une certaine stabilité.

La stabilité provient d'excès métalliques, d'halogénures alcalins notamment, dans la composition stœchiométrique. On sait que les cristaux irradiés à hautes doses présentent également une coloration assez stable.

La coloration peut même s'intensifier après irradiation dans le cas des liaisons organiques.

La coloration que nous utiliserons est essentiellement l'absorption neutre (coloration noire). Celle-ci est spécifique des verres au plomb. Nous avons vérifié que la coloration d'un verre au plomb à température ambiante et faible éclairage est une densité neutre importante après 3 ans - voir cliché représenté en figure (75).

La courbe de baisse de transmission en fonction de la dose que l'on utilisera n'est pas celle obtenue directement après irradiation mais celle obtenue après guérison des centres colorés instables.

Les centres colorés instables correspondent à de basses énergies d'activation. Ces énergies pourront être atteintes par une lampe UV, par un traitement thermique limité à une température moyenne - 125°C par exemple - ou encore par une combinaison de ces deux facteurs pendant un temps raisonnable.

Un verre chauffé à 125°C voit sa transmission stabilisée dans le temps comme le montrent Pye, Road et Hensler (92), (Fig.76).

III - 3. Application de la variation de transmission à l'apodisation de la tache de diffraction et à l'amélioration du pouvoir séparateur des sources ponctuelles ; écrans à transparence variable.

On savait, théoriquement, qu'une loi de variation de la transparence

réalisée sur un petit écran - écran circulaire dans le cas d'une lentille d'objectif de microscope par exemple, ou sur une fente dans le cas d'un spectrographe - pouvait réduire les phénomènes dus à la diffraction. On peut ainsi espérer atteindre un facteur 4 sur la limite de séparation de 2 points.

Moyennant certaines concessions (pertes de flux lumineux) on peut obtenir une amélioration des performances classiques dans certains cas. Par exemple dans le cas de la perception d'une source faible au voisinage d'un point brillant les anneaux de diffraction autour de l'image du point brillant peuvent gêner la perception de l'image de la source faible.

En faisant varier suivant une loi convenable la répartition des amplitudes sur la pupille, on diminue l'éclairement dans les anneaux de diffraction, on a supprimé les "pieds" ou apodisé la figure de diffraction.

La variation de transmission pourra donc se faire selon une loi correspondant à la baisse de transmission citée ci-dessus (93).

Françon et Maréchal, Bruhat et Kastler, Brown, donnent des précisions sur les propriétés générales des écrans apodisants et sur les possibilités d'affinement des figures de diffraction et leur limite (94)(95)(96).

III - 4. Applications diverses -

1) Réseaux :

Une variation convenable de la transmission peut servir à faire des réseaux. La diffraction associée aux particules employées, δ par exemple, est moins importante que celle associée à la lumière.

2) Coins photométriques :

Une variation de transmission, sur une lame à faces parallèles par exemple, peut servir à faire des coins de lumière (coins de Goldberg).

A P P E N D I C E I

Cas particulier de trajectoire du rayon lumineux.

L'exemple suivant est le cas particulier d'une trajectoire circulaire. Cherchons la condition pour que le rayon lumineux soit toujours un cercle :

D'après la formule (a) page 21, la courbure $\frac{1}{R}$ d'un rayon lumineux est $\frac{1}{R} = \sin V \frac{d}{dr} (\log n)$. Nous écrivons pour cette courbure reste constante (Fig. 77).

Dans le triangle COI

$$b^2 = R^2 + r^2 - 2 r (-R) \sin V$$

$$- R \sin V = \frac{R^2 - b^2 + r^2}{2 r}$$

$$\longrightarrow n = \frac{k}{R^2 - b^2 + r^2}$$

n_0 étant la valeur de l'indice à l'origine

la constante $k = (R^2 - b^2) n_0$

Ce rayon est donc un cercle si l'indice n est de la forme :

$$n = n_0 \frac{1}{1 + \frac{r^2}{R^2 - b^2}}$$

Ce cercle passe par un point fixe U' image de U , car (Fig. 77)

$$OU.OU' = - (R^2 - b^2), \text{ indépendant du rayon lumineux issu de } U.$$

A P P E N D I C E 2

Loi de variation de l'indice de réfraction pour corriger l'aberration sphérique

On rétablit la solution en h^4 par une autre méthode, à titre vérificatif :

Calcul de la loi de variation de l'indice en fonction de la hauteur d'incidence pour corriger l'aberration de sphéricité d'une lentille plan-convexe :

Dans un milieu d'indice n variable, les surfaces d'onde ne sont plus équidistantes et les trajectoires des rayons lumineux présentent une courbure

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dN}$$

$\frac{dn}{dN}$ étant la dérivée de l'indice n selon la normale au rayon lumineux. La concavité de la courbe trajectoire est tournée vers les régions d'indice plus élevé.

Pour une lentille mince peu ouverte et un faisceau de rayons parallèles à l'axe, une variation d'indice suivant l'axe optique n'a que peu d'effet : nous pouvons donc supposer que n est une fonction de y seul, (si Ox est l'axe du système). Ne considérant qu'un point objet sur l'axe, notre rayon n'a aucune raison de sortir du plan méridien et nous nous limitons à des trajectoires planes.

Comme l'élément dN de la normale s'écrit :

$$dN = \frac{dy}{\cos \alpha}$$

α étant l'angle que fait en $M(x,y)$ le rayon lumineux avec l'axe optique,

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + y'^2}}$$

$y(x)$ étant la fonction représentant la trajectoire du rayon, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dy} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + y'^2}}$$

où n est une fonction de y , et y une fonction de x .

En égalant à la valeur $\frac{(1 + y'^2)^{3/2}}{y''}$

du rayon de courbure, on obtient l'équation différentielle des rayons lumineux

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dy} = \frac{y''}{1 + y'^2}$$

On peut intégrer dans certains cas particuliers : Bouasse, en particulier, a traité la question dans 2 cas (Optique géométrique supérieure, Delagrave, 1917).

- Dans le cas présent, si la lentille est mince et de faible ouverture, la courbure du rayon lumineux varie peu dans l'épaisseur ; à la déviation due aux lois de la réfraction (à indice constant) on peut ajouter, en première approximation, une déviation, sur chaque élément d'arc ds du rayon lumineux :

$$d\mathcal{E} = \frac{e}{R}$$

et si l'indice peut être représenté par $n = n_0 + A y^p$

nous aurons finalement, grâce à l'indice variable, une rotation dans le verre

$$\frac{e}{R} = \frac{p A e y^{p-1}}{n_0} \quad (e \text{ étant l'épaisseur de verre traversée})$$

et, dans l'air, une correction angulaire :

$$\mathcal{E} = p A e y^{p-1} \quad (\text{il y a réfraction : } n_0 = 1)$$

Lame convergente à faces parallèles et planes (Fig. 78)

Il y aura stigmatisme approché si $\mathcal{E}$ est proportionnel à y

$$\mathcal{E} = \frac{y}{F} \quad \text{étant la distance focale}$$

il faut une répartition $n = n_0 - \frac{y^2}{2 e F}$

l'indice décroît à mesure que l'on s'éloigne de l'axe.

Lentille stigmatique approchée (Fig. 79)

A cause de l'augmentation d'indice, que l'on va établir, du centre vers le bord, ($n > n_0$), la courbure des rayons a lieu vers le bord, l'aberration sphérique vers le centre ; on va donc identifier ces 2 quantités : $n_0 \mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$

Au lieu de converger en F, le rayon viendrait en A' si n constant avec :

$$\delta x' = -S y^2 \quad (S = \frac{K}{f})$$

Dans le triangle IA'F :

$$\xi_2 \simeq y \frac{\delta x'}{F^2} \quad \text{ou} \quad - \frac{S y^3}{F^2}$$

or,

$$\xi_1 = \frac{p A e y^{p-1}}{n_o}$$

$$-\frac{S}{F^2} = \frac{4Ae n_o}{n_o} \quad \text{d'où} : A = - \frac{S}{4 e F^2}$$

ce qui demande une répartition d'indice du 4° degré.

$$n = n_o + \frac{S}{4 e F^2} y^4 = n_o + \frac{K}{4 e F^3} y^4$$

Avec $e = e_o - R + \sqrt{R^2 - h^2}$ (valeur exacte) ou $e = e_o - \frac{h^2}{2R}$ (valeur approchée),

L'indice augmente lorsqu'on s'éloigne de l'axe. Les rayons marginaux tournent pour s'éloigner de l'axe.

Soit

$$\Delta n = \frac{K h^4}{4 e F^3}$$

- BIBLIOGRAPHIE -

- 1 FARADAY - Ann. de Chim. et Phys., 25, 99 (1825).
- 2 LE CLERC - B. I. S. T., 7, 98 (1965).
- 3 BRINKMAN - J. Appl. Phys. 25, 8, 961 (1954).
- 4 PAYMAL - J. Am. Cer. Soc. 43, 8, 430 (1960).
- 5 Proceeding of Conference of the Structure of glass- Leningrad 1953 et 1958.
- 6 ZACHARIASEN - Jour. Amer. Chem. Soc., 54, 10, 3841 (1932).
- 7 WARREN - Jour. Amer. Soc. 13, 8, 249 (1954).
- 8 RANDALL - The structure of glass J. S. G. T., 14, 219 (1930).
- 9 PEYCHES - Silicates industriels, 209 (mai 1956).
- 10 TILTON - Jour. Research N. B. S., 59 (2), 139 (1957).
- 11 H. MAIER LEIBNITZ - Physics and Chemistry of Fission, I. A. E. A., 2, 113 (1965).
- 12 D. HUNT, A. BRYNJOLFSSON, R. COOPER, Handbook of Photonuclear reactions (1960).
- 13 J. PELOUZE - C. R. Acad. Sc. 1, 1107 (1867).
- 14 DUSING and A. ZINKE - Glastechn. Ber. 16, 287 (1938).
- 15 W. A. WEYL - Jour. Phys. and Col., Chem., 55, 507 (1951).
- 16 F. SEITZ - Modern Theory of Solids. Mc. Graw Hill Editeur (1940).
- 17 WOOD et LEATHWOOD Nature 124, 441 (1929).
- 18 WATT, Phys. Rev. 87, 1037 (1952).
- 19 F. SEITZ - Symp. Farad. Soc. n°5, 271 (1949).
- 20 A. PAYMAL - Thèse n°716, Paris (1962).
- 21 YAMAMOTO - Radiation shielding window glass - J. Appl. Phys. Japan, 29, 16 (1960).
- 22 W. PRIMAK - Phys. Rev. 110, 1240 (1958).
- 23 LUKESH - Phys. Rev. 97, 345, (1955).
- 24 SIMON - J. Am. Cer. Soc., 40, 150 (1957).
- 25 HINES - Phys. Rev.; 119, 623 (1960).
- 26 W. PRIMAK - Phys. Rev. 110, 1240 (1958).
- 27 HINES - Phys. Rev. 119, 623 (1960).
- 28 HINES - Phys. Rev. 138, 6A, 1747 (1965).
- 29 HINES - J. Appl. Phys. 28, 587 (1957).

- 30 A. PAYMAL - Optica Acta 9, 149 (1962).
- 31 PAYMAL et BONNAUD - Communication personnelle du 9. 11. 1964 .
- 32 LUKESH - K. A. P. L. 1242 (1954).
- 33 PRASADA RAO - Rev. d'Opt. 441, 45 (1966).
- 34 A. PAYMAL - Silicates industriels, I, 14 (1962).
- 35 The effect of nuclear rad. on glass, Battelle Institute (Nov. 1958).
- 36 A. PAYMAL - Thèse n°716, 46, Paris (1961).
- 37 ABOAF, KREIDL, ROY et BRIDGMAN - TID 14 482 . Irradiation damage to glass.
- 38 A. MARECHAL - Imagerie Optique . Ed. Rev. d'Opt. 5 (1952).
- 39 " " " 99 (1952).
- 40 " " " 95 (1952).
- 41 MURTY - J. Opt. Soc. Am. 46, 998 (1956).
- 42 TORALDO DI FRANCIA - J. Opt. Soc. Am. 47, 566 (1957).
- 43 SOWMEN et LUKESH - K. A. P. L. 1242 .
- 44 WITTELS et SHERILL - Phys. Rev. 93 (1954) et Conf. Genève, 762 (1955).
- 45 LUKESH - Phys. Rev. 97, 345 (1955).
- 46 MYLONAS et TRUELL - J. Appl. Phys. 29, 864 (1958).
- 47 TRUELL, KLERK, LEVY - J. Appl. Phys. 29, 225 (1958).
- 48 A. PAYMAL - Thèse n°716, 36 (1961) Paris.
- 49 PRIMAK, DELBECQ YUSTER - Phys. Rev. 98, 1708 (1955).
- 50 PRIMAK - Phys. Rev. 110, 6, 1240 (1958).
- 51 KUAN HAN SUN - The glass industry, 33, 10, 593 (1952).
- 52 TRUELL, STRAKNA et Coll - J. Appl. Phys. 29, 225 (1958).
- 53 " " " 34, 1439 (1963).
- 54 HINES - Phys. Rev. 119, 629, (1960).
- 55 WITTELS - Conf. Genève 1955, 762.
- 56 BALE - TID 4005 (1965).
- 57 BOPP, SISMAN - ORNL, 35, 1945 (1955).
- 58 PRASADA RAO - Rev. d'Opt. 45, 393 (1966).
- 59 RILEY - Effects of nuclear radiations on glass, Battelle Institute, 6, (1958).
- 60 MYLONAS, TRUELL - J. Appl. Phys. 29, 8, 1257 (1958).
- 61 KOBAYASHI - Phys. Rev. 102, 348 (1952) et 107, 41 (1952).

- 62 PRIMAK - Phys. Rev. 551 (1966).
- 63 PRIMAK , FUCHS and DAY - J. Am. Cer. Soc. , 38, 135 (1955).
- 64 MAYER - J. Ch. Phys. 49, 204 (1952).
- 65 PRIMAK, SZYMANSKI - Phys. Rev. 101, 1268 (1956).
- 66 WITTELS - Conf. Genève, 772 (1955).
- 67 MITCHELL et PAIGE - Phil. Mag. 1, 1085 (1956).
- 68 LE CLERC - B. I. S. T., 98, 7 (1965).
- 69 A. MARECHAL - Imagerie Optique -Rev. d'Opt. , 155 (1952).
- 70 H. CHRETIEN - Calcul des Combinaisons Optiques, 615, Paris (1959).
- 71 MAXWELL - Cambr. and Dubl. Math. Journal, 8, 188-193 (1854)
reproduit dans Scientific papers T. 1, 74-79 .
- 72 TORALDO DI FRANCIA - J. Opt. Soc. Am. 47, 566 (1957).
- 73 MURTY - J. Opt. Soc. Am. 46, 993 (1956).
- 74 LUNEBERG - Mathematical Theory of Optics (Brown University Press)
172 - 188 (1966).
- 75 MATHIESEN - " Uber ein merkurdiges optisches Problem Von Maxwell"
F. Exners Repert. d. Physik , 401-407 (1888).
- 76 ROSS et HANAU - J. Opt. Soc. Am. 49, 308 (1950).
- 77 H. CHRETIEN - Calcul des Combinaisons Optiques . 207 (1959) Paris.
- 78 " " " 203 (1959) .
- 79 J. BURCHER - Les combinaisons Optiques. 136 (1967) Paris.
- 80 BRUHAT, MARECHAL - Optique, 25 (1959).
- 81 HINES - Phys. Rev. 119, 623 (1960).
- 82 PRIMAK - Phys. Rev. 150, 553 (1966).
- 83 PRIMAK - J. Opt. Soc. Am. 57, 430 (1957).
- 84 KNOWLES , CUTTS - Int. J. Appl. rad. and isot., 15, 49 (1964).
- 85 CANIT - J. Phys. 26, 433 (1965).
- 86 BRUHAT, KASTLER - Optique, 999 (1965).
- 87 WITTELS - Conf. Genève 762 (1955) et Phil. Mag. 2, 1445 (1957).
- 88 WITTELS - Conf. Genève 764 (1955).
- 89 JOHNSON et PEASE - Phil. Mag. 45, 651 (1954).
- 90 TRUELL et TEUTONICO - Phys. Rev. 105, 1723 (1957).
- 91 LANSRAUX - Filtres d'amplitude. Colloque CNRS (1949).
- 92 PYE, ROAD, HENSLER - Conf. Seattle (1964).

- 93 LANSRAUX - Ecrans à transparence variable à deux dimensions.
Rev. d'Opt. 26, 24 (1947).
- 94 FRANÇON - Diffraction, Ed , Rev. d'Opt.
- 95 BRUHAT, KASTLER - Optique, 243, Masson (1959).
- 96 BROWN - Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution (1964).

TABLE DES FIGURES.

- Figure 1 : Structure d'un verre et d'un cristal.
- Figure 1 bis : Valeurs des sections efficaces des composants les plus usuels des verres.
- Figure 2 : Variation de l'indice de réfraction de verres sous l'effet des rayonnements γ (Yamamoto).
- Figure 3 : Variation de l'indice de réfraction de la silice vitreuse sous l'action des neutrons (Primak).
- Figure 4 : Augmentation de l'indice de réfraction de la silice vitreuse en fonction du flux intégré d'ions He^+ de 7,5 keV (Hines).
- Figure 5: Evolution de l'indice de réfraction du quartz (W.Primak).
- Figure 6 : Diminution de l'indice de réfraction du quartz par action d'ions (Hines).
- Figure 7: Augmentation de l'indice du diamant par action d'ions (Hines).
- Figure 8: Augmentation de l'indice de réfraction d'un borosilicate B 40 en fonction de la dose de neutrons thermiques (A.Paymal).
- Figure 9 : Variation de l'indice avec la pression.
- Figure 10 : Condition de stigmatisme.
- Figure 11 : Aberration sphérique d'une lentille convergente.
- Figure 12 : Modification de la surface d'onde.
- Figure 13 : Courbure des rayons lumineux.
- Figure 14 : Calcul de Δ .
- Figure 15 : Surface d'onde par rapport à S.
- Figure 16 : Détermination de la variation du chemin optique.
- Figure 17 : Défaut de mise au point.
- Figure 18 : Signification des 2 solutions optiques.
- Figure 19: Effet du collimateur.
- Figure 20: Valeurs numériques de l'atténuateur (solution en $+h^4$).

Figure 21 : Profil et dimensions de l'atténuateur (solution en $+h^4$).

Figure 22 : Répartition du flux en fonction de la longueur du collimateur.

Figure 23 : Calcul de l'atténuateur.

Figure 24 : Configuration de la pile "Triton".

Figure 25 : Schémas de principe et de montage du dispositif d'irradiation dans le cas de la solution en $-h^2$.

Figure 26: Schémas de principe et de montage du dispositif d'irradiation dans le cas de la solution en $+h^4$.

Figure 27 : Panier d'irradiation.

Figure 28 : Quelques variations du flux de neutrons en fonction de l'altitude.

Figure 29 : Profil de l'atténuateur (solution en $-h^2$)

Figure 30 : Tableau donnant les dimensions des profils idéal et complémentaires.

Figure 31 : Modulation du flux en $-h^2$ (avec empilement de cadmium).

Figure 32 : Modulation du flux en $+h^4$ (avec empilement de cadmium).

Figure 33 : Variation de l'indice d'un verre B 40 avec la dose de neutrons (avec repérages pour dosimétrie).

Figure 34 : Dispositif d'étalonnage de l'atténuateur par autoradiographie.

Figure 35 : Valeurs des flux. Dosimétries.

Figure 36 : Solution simplifiée en $-h^2$.

Figure 37 : Tableau des échantillons irradiés.

Figure 38 : Composition des verres.

Figure 39 : Activité résiduelle.

Figure 40 : Identification des radioéléments après un mois de décroissance.

Figure 41 : Mesures de l'indice de réfraction de quelques verres.

Figure 42 : Variation de l'indice de réfraction d'un verre B 40 avec la dose de neutrons.

Figure 43: Variation de la dispersion (de l'indice de réfraction) avec la dose de neutrons.

Figure 44 : Autoradiographie (loi en $-h^2$).

Figure 45: Autoradiographie (loi en $-h^2$), sensibilité supérieure à la précédente.

Figure 46 : Autoradiographie (loi en $+h^4$).

Figure 47 : Autoradiographie (loi en $+h^4$), sensibilité inférieure à la précédente.

Figure 48 : Autoradiographie de la loi en $-h^2$ réalisée par couronnes.

Figure 49: Autoradiographie réalisée avec des échelons de cadmium.

Figure 50: Montage pour irradier la moitié d'un disque.

Figure 51 : Autoradiographie d'un disque irradié par moitié.

Figure 52 : Disques à 2 indices de réfraction.

Figure 53 : Image d'une droite vue à travers un disque présentant 2 zones d'indices différents.

Figure 54 : Spectre optique des phases de la décoloration.

Figure 55 : Contrôle des doses.

Figure 56 : Interférogrammes de lentilles corrigées, ouvertes à $f/10$ (solution en $-h^2$).

Figure 57: Interférogramme d'une lentille non-correctée (ouverte à $f/5$).

Figure 58 : Interférogramme d'une lentille corrigée.

Figure 59 : Interférogramme d'une lentille corrigée dans un montage simplifié.

Figure 60 : Interférogramme d'une lentille identique.

Figure 61 : 2^e interférogramme d'une lentille identique.

Figure 62 : Evolution de la densité de la silice vitreuse.

Figure 63 : Activités résiduelles de verres irradiés à hautes doses.

Figure 64 : Sections efficaces relatives de diffusion et de réaction d'un verre au bore.

Figure 65: Guérison de l'indice de réfraction de la silice vitreuse en fonction de la température.

Figure 66: Décoloration de la silice vitreuse en fonction de la température.

Figure 67 : Guérison des changements de densité de la silice vitreuse.

Figure 68 : Expression de la déformation de la surface d'onde.

Figure 69 : Conditions d'Abbe et de Herschel.

Figure 70 : Pénétrations d'ions de différentes énergies dans le quartz et la silice.

Figure 71 : Evolution des expansions radio-induites.

Figure 72 : Changement du rapport axial du quartz par irradiation aux neutrons rapides.

Figure 73 : Effet de l'irradiation neutronique sur le Zircon .

Figure 74 : Dispositif utilisé par Truell et Teutonico pour obtenir un flux de neutrons rapides partiellement collimaté.

Figure 75 : Parallélépipède de verre présentant une variation locale de transmission.

Figure 76 : Evolution de la coloration dans le temps.

Figure 77 : Condition pour que le rayon lumineux soit un cercle.

Figure 78 : Lame convergente à faces planes et parallèles.

Figure 79 : Lentille stigmatique approchée.

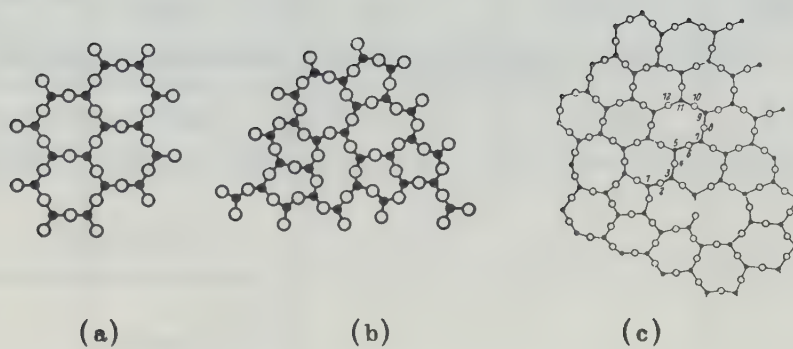


Figure 1 : Représentation schématique à deux dimensions de la structure de la silice: (a) Répétition régulière de la structure d'un cristal.

(b) Réseau irrégulier d'un verre.

(c) Idem, selon la conception moderne des mailles hexagonales irrégulières.

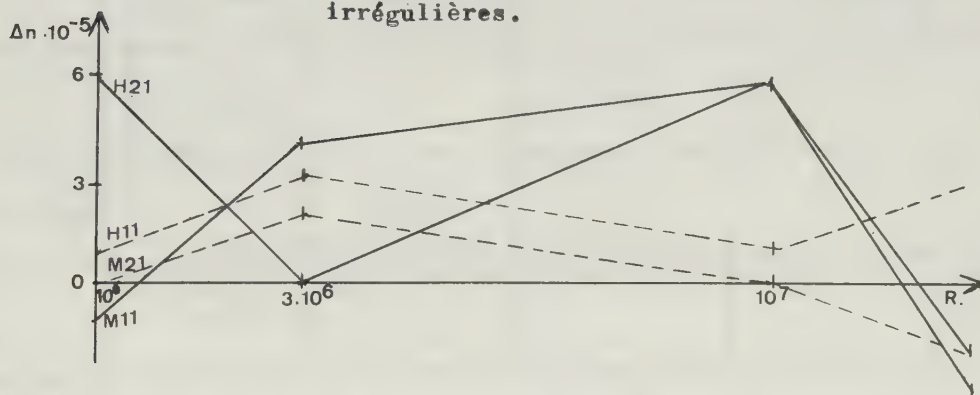
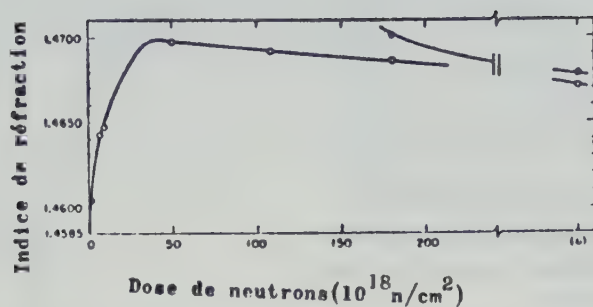


Figure 2: Petites variations de l'indice de réfraction en fonction de la dose de γ pour des verres protégés.

E = 0.025 eV				E = 1 MeV		
	σ_{ns}	$\sigma_{n,\gamma}$	σ_{na}	σ_{ns}	$\sigma_{n,\gamma}$	σ_{na}
Li	1.4 b	38 mb	71 b	1.4 b		~ 0.02 b
B	4. b		755 b	1.8 b		~ 0.05 b
O	4.2 b		$\lesssim 0.2$ mb	~ 8 b (résonance à 1 MeV)		$\sim 0.$ b
Na	4. b	0.535 b		4. b	0.2 mb	
Al	1.4 b	0.235 b		3 b	0.2 mb	
Si	1.7 b		0.16 b	3 b	~ 20 mb	
K	1.5 b		2.07	2.2 b		très faible
Ca	Diffusion cohérente 3. b		0.44 b	2.3 b		très faible
Ba	8 b		1.2 b	~ 6 b	~ 5 mb	

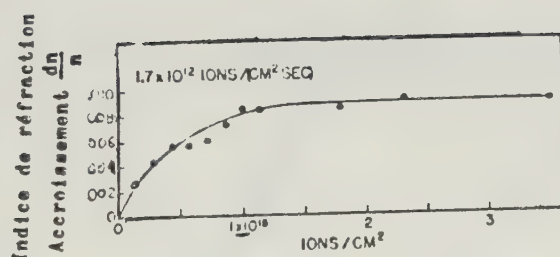
Figure 1 bis

Sections efficaces neutroniques de diffusion σ_{ns} de capture $\sigma_{n,\gamma}$ et d'absorption σ_{na} des principaux constituants des verres à 0.025 eV et à 1 MeV (sauf pour les éléments B et Li on a pratiquement $\sigma_{n,\gamma} = \sigma_{na}$).



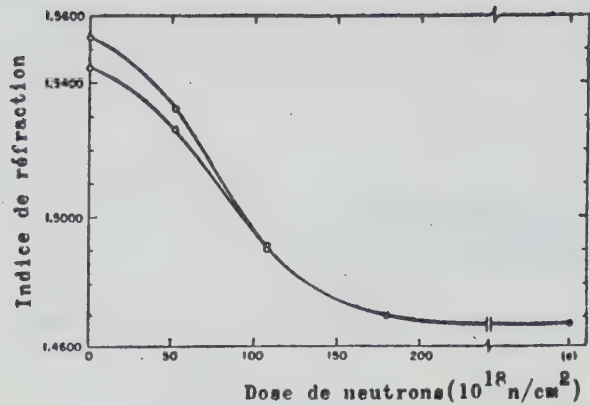
Evolution de l'indice de réfraction de la silice vitreuse par irradiation en réacteur nucléaire. Cercles vides: silice vitreuse; cercles pleins: référence du quartz. La dose (a) est estimée de 250 à 400 sur l'échelle.

Figure 3



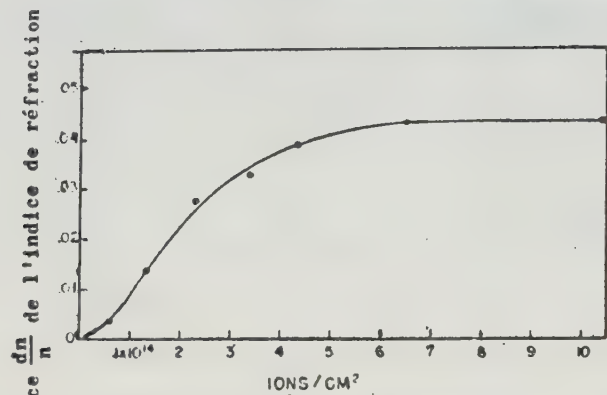
accroissement d'indice de réfraction de la silice vitreuse en fonction du flux intégré d'ions He^+ de 7,5 keV.

Figure 4



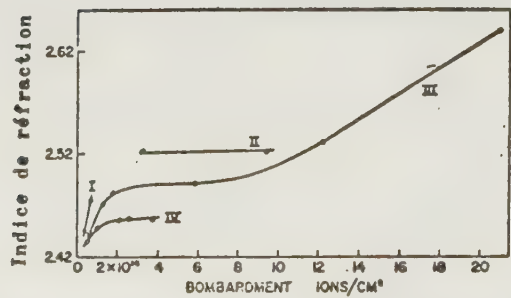
Evolution de l'indice de réfraction du quartz par irradiation en réacteur nucléaire. La dose (a) est estimée de 250 Å 400 sur l'échelle.

Figure 5



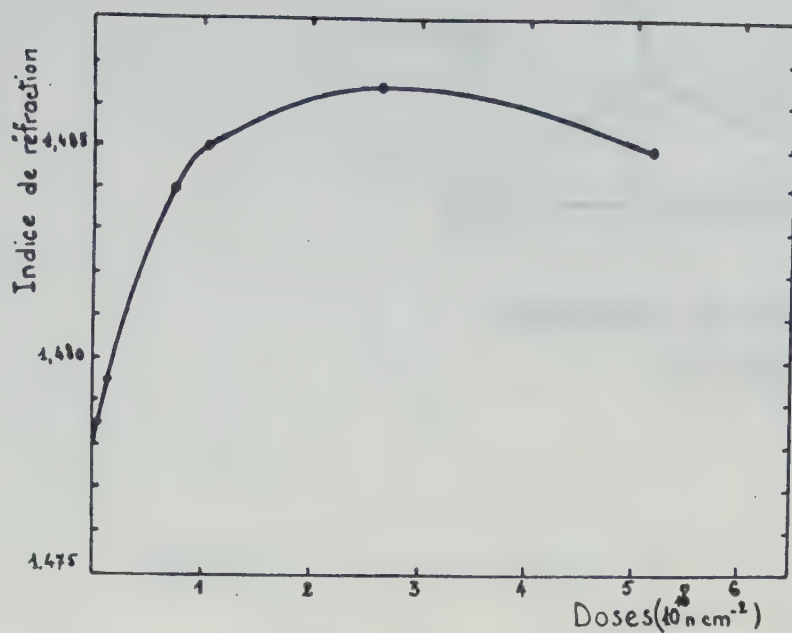
décroissance de l'indice de réfraction ordinaire ($\lambda = 550 \text{ m}\mu$) du quartz en fonction du flux intégré d'ions Ne^+ de 33 keV.

Figure 6



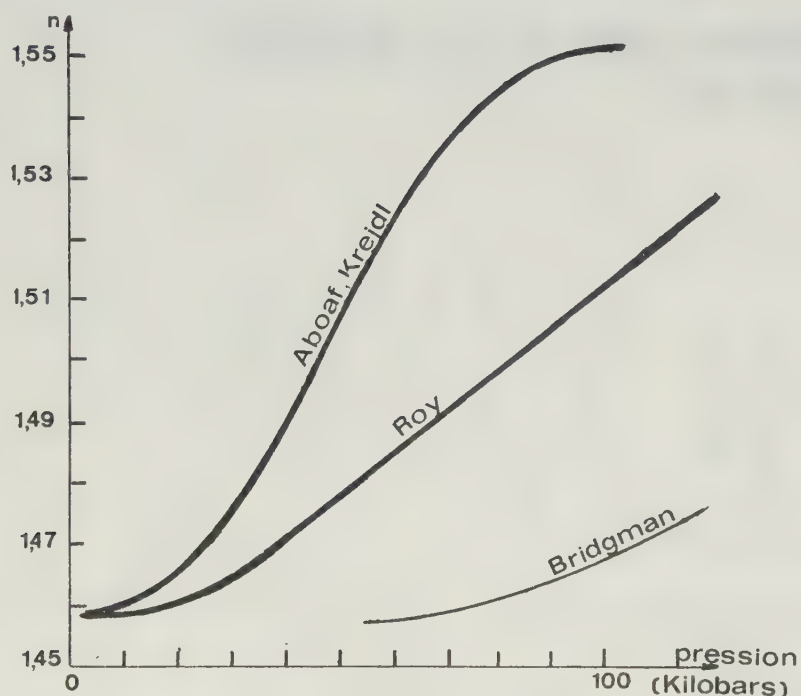
Indice de réfraction en fonction du bombardement d'ions C^+ de 20 keV sur quatre diamants différents. Les différentes lignes identifient les bombardements respectifs.

Figure 7



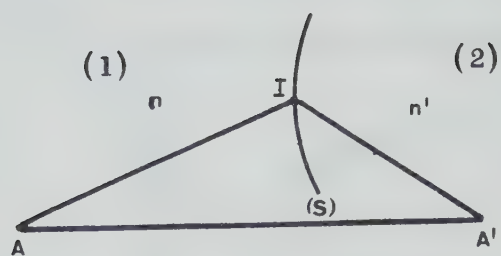
Indice de réfraction d'un borosilicate en fonction de la dose d'irradiation.

Figure 8



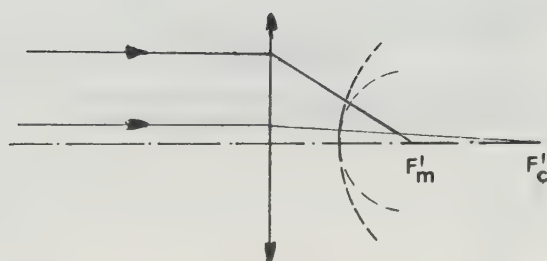
- Variation de l'indice avec la pression.

Figure 9



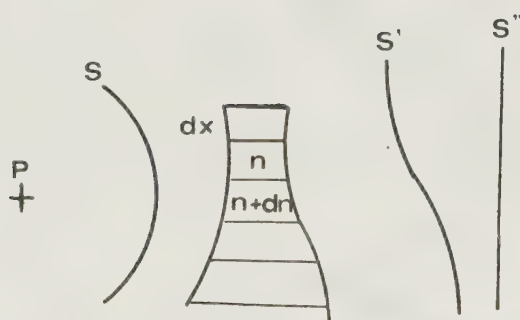
Condition de stigmatisme.

Figure 10



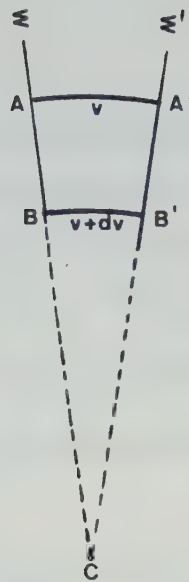
Aberration sphérique d'une lentille convergente

Figure 11.



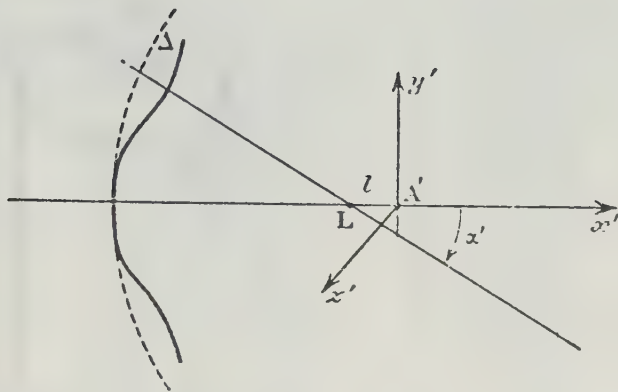
Modification de la surface d'onde.

Figure 12.



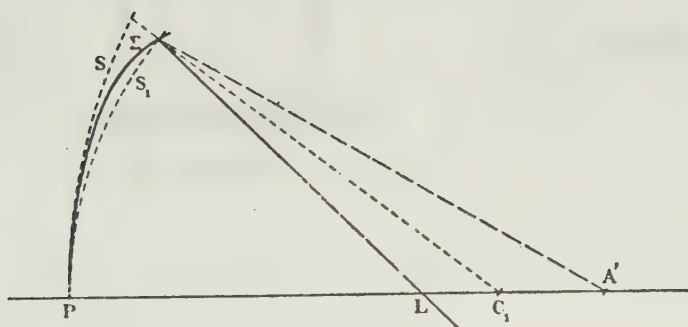
Courbure des rayons lumineux

Figure 13



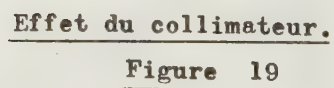
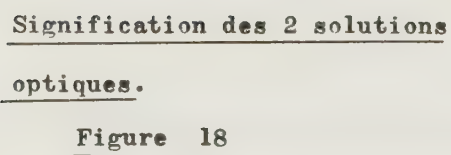
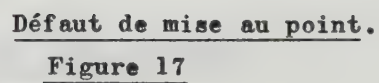
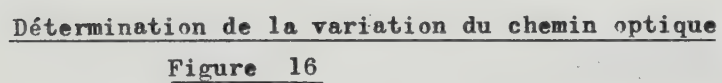
Calcul de Δ

Figure 14



Surface d'onde par rapport à S.

Figure 15



Valeurs numériques en fonction de h :

- Des variations d'indice : (M).
- Des variations de l'épaisseur e de la lentille: (L).
- Des variations du flux de neutrons : ($G \times 10^{17}$)
- De l'ordonnée de l'atténuateur: (Y, en cm).

PAF

```

1 POSER K=1,15 E=0,2 F=11,5 R=5,52 H=0
2 CALCULER L=E-R+√(R²-H²)
3 CALCULER M=KH⁴/4LF³
4 CALCULER G=0,22639H⁴/L
5 CALCULER Y=-( LN (0,166119+0,03760787H⁴/L))/4,207
6 IMPRIMER AVEC 2 DEC H TAB
7 IMPRIMER AVEC 7 DEC M TAB L TAB G TAB Y RC
8 FAIRE H=H+0,05
9 SI H<1,15 ALLER EN 2
10 FIN
FIN

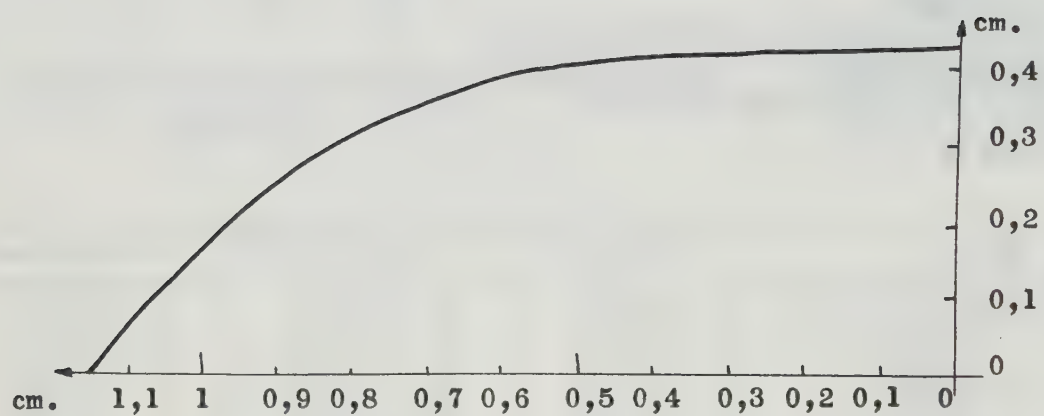
```

PPM EXECUTER 1	$\Delta n = M$	$e = L(\text{en cm.})$	$G = \phi \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$	$Y = y(\text{en cm.})$
H= 0,00	M= 0,00000000	L= 0,19999998	G= 0,00000000	Y= 0,4266819
H= 0,05	M= 0,00000000	L= 0,1997733	G= 0,00000071	Y= 0,4266802
H= 0,10	M= 0,00000001	L= 0,1990938	G= 0,00001137	Y= 0,4266549
H= 0,15	M= 0,00000005	L= 0,1979613	G= 0,00005790	Y= 0,4265443
H= 0,20	M= 0,00000015	L= 0,1963754	G= 0,00018445	Y= 0,4262439
H= 0,25	M= 0,00000038	L= 0,1943355	G= 0,00045506	Y= 0,4256027
H= 0,30	M= 0,00000080	L= 0,1918416	G= 0,00095587	Y= 0,4244206
H= 0,35	M= 0,00000150	L= 0,1888928	G= 0,00179851	Y= 0,4224448
H= 0,40	M= 0,00000261	L= 0,1854882	G= 0,00312450	Y= 0,4193686
H= 0,45	M= 0,00000427	L= 0,1816268	G= 0,00511125	Y= 0,4148328
H= 0,50	M= 0,00000666	L= 0,1773081	G= 0,00798011	Y= 0,4084320
H= 0,55	M= 0,00001003	L= 0,1725311	G= 0,01200717	Y= 0,3997285
H= 0,60	M= 0,00001464	L= 0,1672940	G= 0,01753808	Y= 0,3882714
H= 0,65	M= 0,00002088	L= 0,1615963	G= 0,02500803	Y= 0,3736254
H= 0,70	M= 0,00002920	L= 0,1554360	G= 0,03497018	Y= 0,3553995
H= 0,75	M= 0,00004019	L= 0,1488113	G= 0,04813562	Y= 0,3332758
H= 0,80	M= 0,00005463	L= 0,1417212	G= 0,06543084	Y= 0,3070277
H= 0,85	M= 0,00007355	L= 0,1341634	G= 0,08808445	Y= 0,2765219
H= 0,90	M= 0,00009833	L= 0,1261363	G= 0,11775720	Y= 0,2417013
H= 0,95	M= 0,00013089	L= 0,1176372	G= 0,15674995	Y= 0,2025470
H= 1,00	M= 0,00017396	L= 0,1086645	G= 0,20833859	Y= 0,1590252
H= 1,05	M= 0,00023159	L= 0,0992155	G= 0,27735433	Y= 0,1110132
H= 1,10	M= 0,00030997	L= 0,0892882	G= 0,37122201	Y= 0,0582096
H= 1,15	M= 0,00041915	L= 0,0788794	G= 0,50197858	Y= -0,0000012

L'atténuateur peut être assimilé à une lentille plan-convexe de 14,75cm.

de rayon.

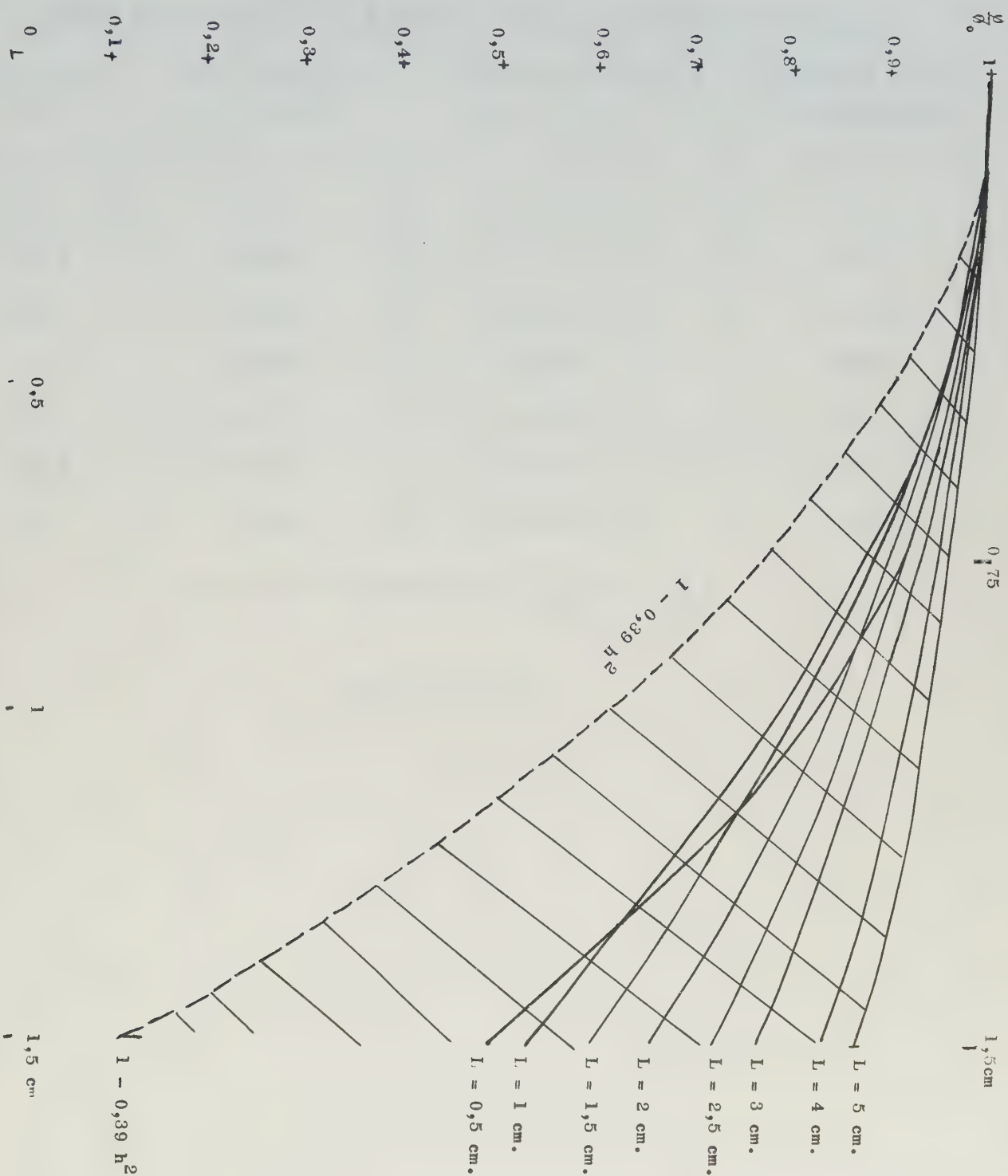
Tableau Figure 20



Profil et dimensions de l'atténuateur (solution en $+h^4$)

Figure 21.

Répartition du flux en fonction de la longueur du collimateur.
Figure 22

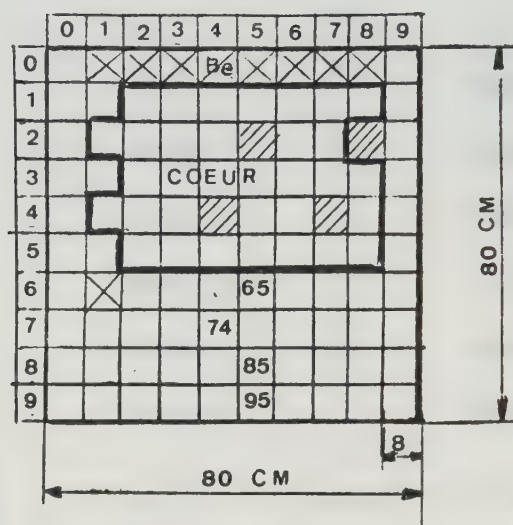


- Forme de l'atténuateur à placer dans le collimateur (en mm.)

Abscisse h	flux recherché $1 - 0,39 h^2$	rapport de flux $\frac{\phi}{\phi_0}$ à laisser passer	Ordonnée y de l'atténuateur
0	I	I	0
2,5	0,9757	I	0
5	0,9025	0,969	0,0749
7,5	0,7807	0,886	0,288
10	0,61	0,8520	0,659
12,5	0,3927	0,584	1,28
15	0,1225	0,359	2,44

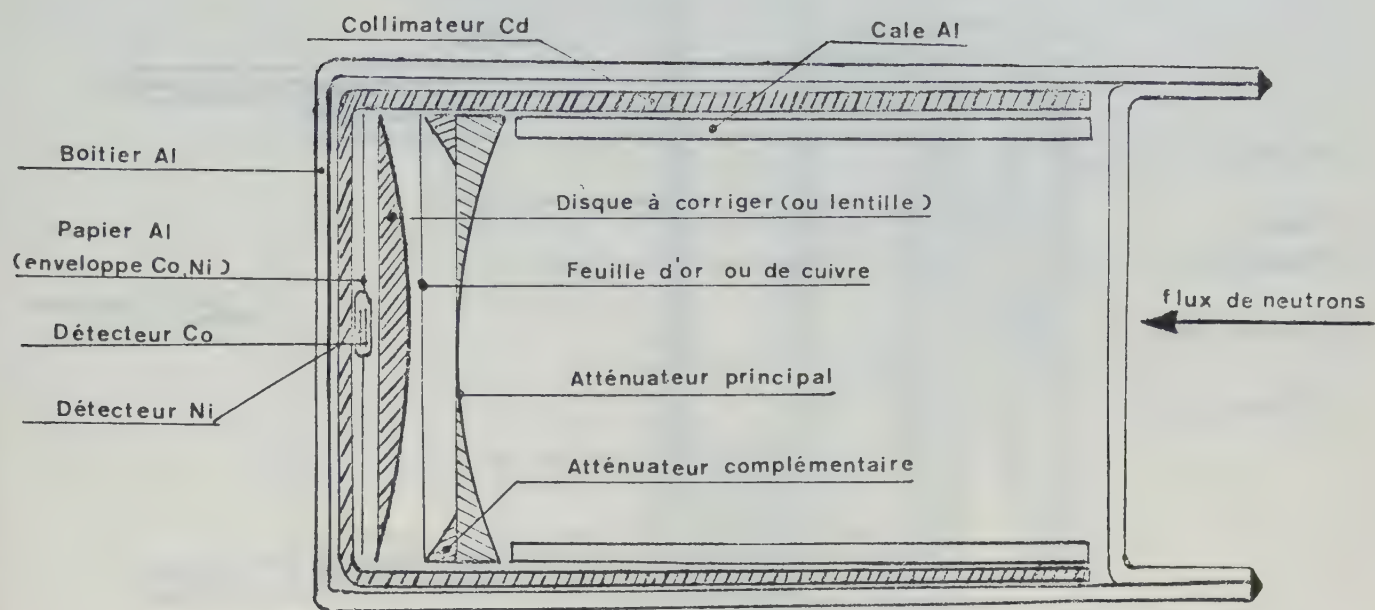
y' est donné (ci-dessus) par $\frac{I}{4,207} \log_e \frac{\phi}{\phi_0}$

Tableau Figure 23.

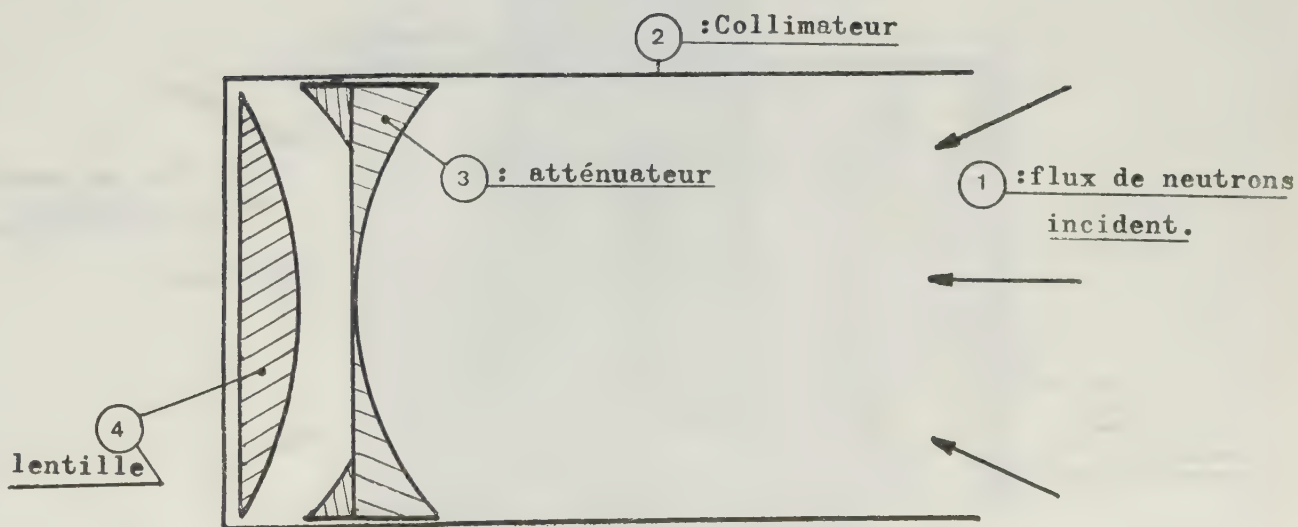


- Vue de dessus de
la pile-piscine "Triton".

Figure 24 .



Montage.

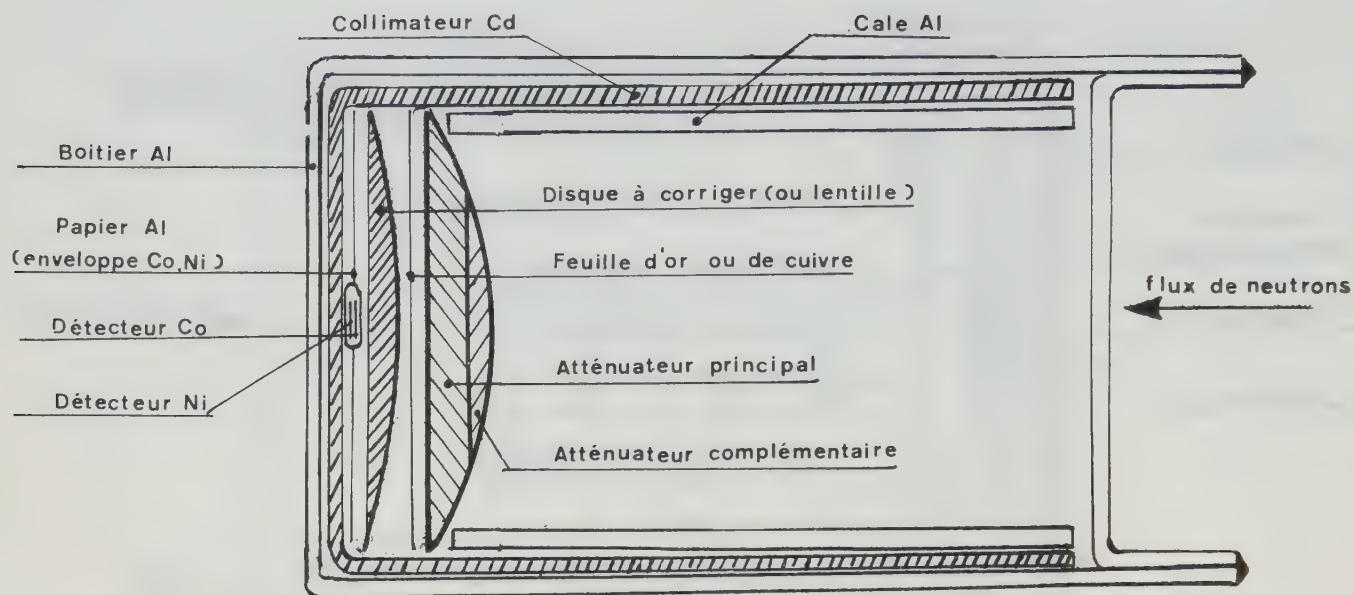


Principe du dispositif.

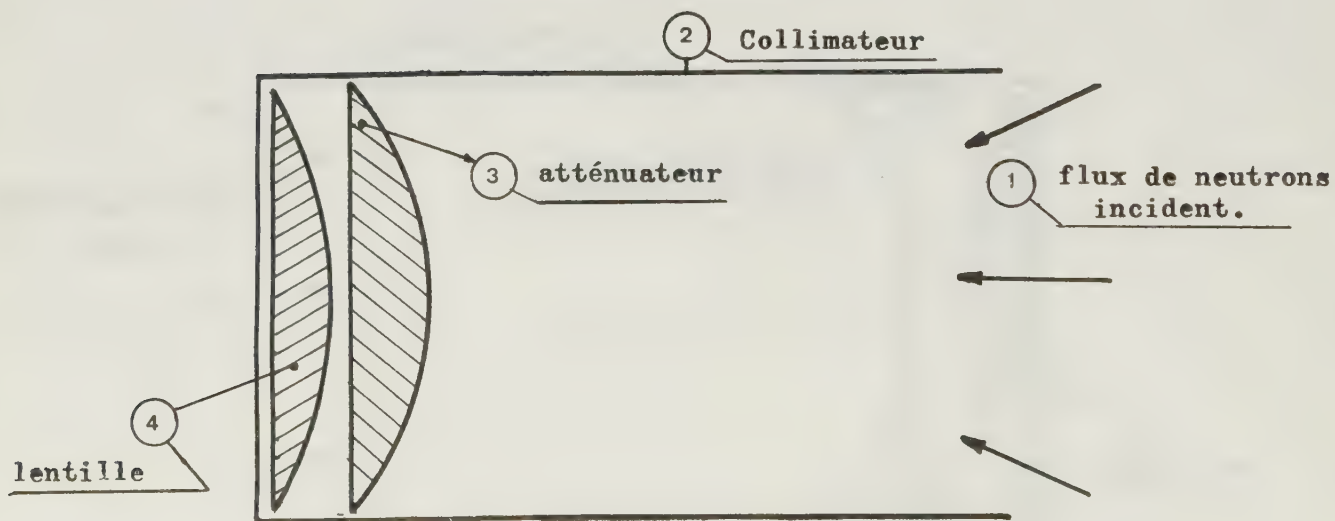
Cas de la solution en $-h^2$

Schémas de principe et de montage du dispositif.

Figure 25



Montage du dispositif.



Principe du dispositif.

Cas de la solution en $+h^4$

Schémas de principe et de montage du dispositif.

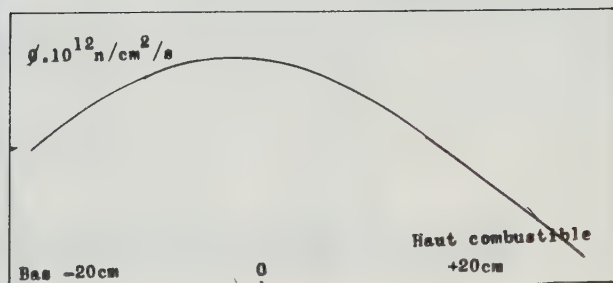
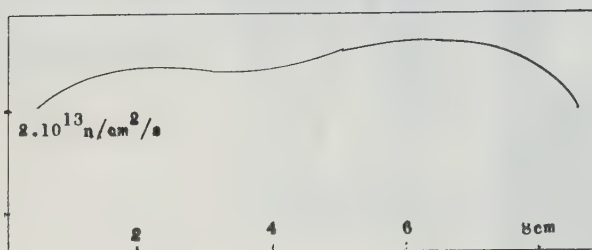
Figure 26



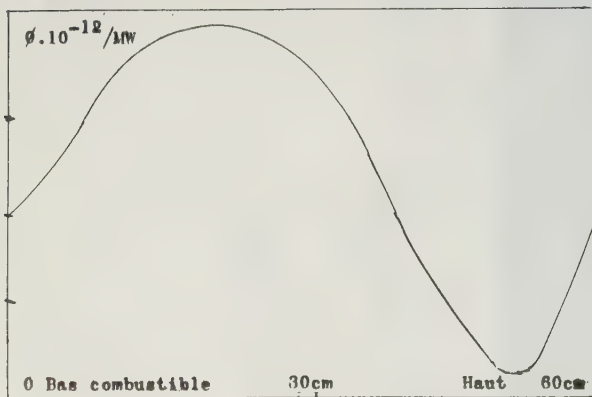
Panier d'irradiation

Figure 27

DANS LA PILE "TRITON"

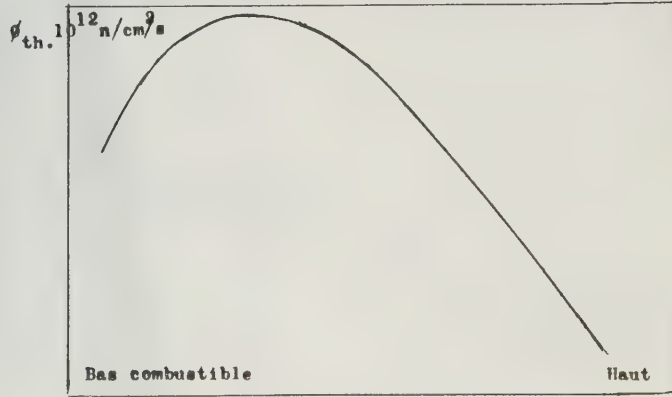


Répartition du flux therm. Be-piscine



Flux thermique en 57

Répartit. axiale du flux thermique en 83

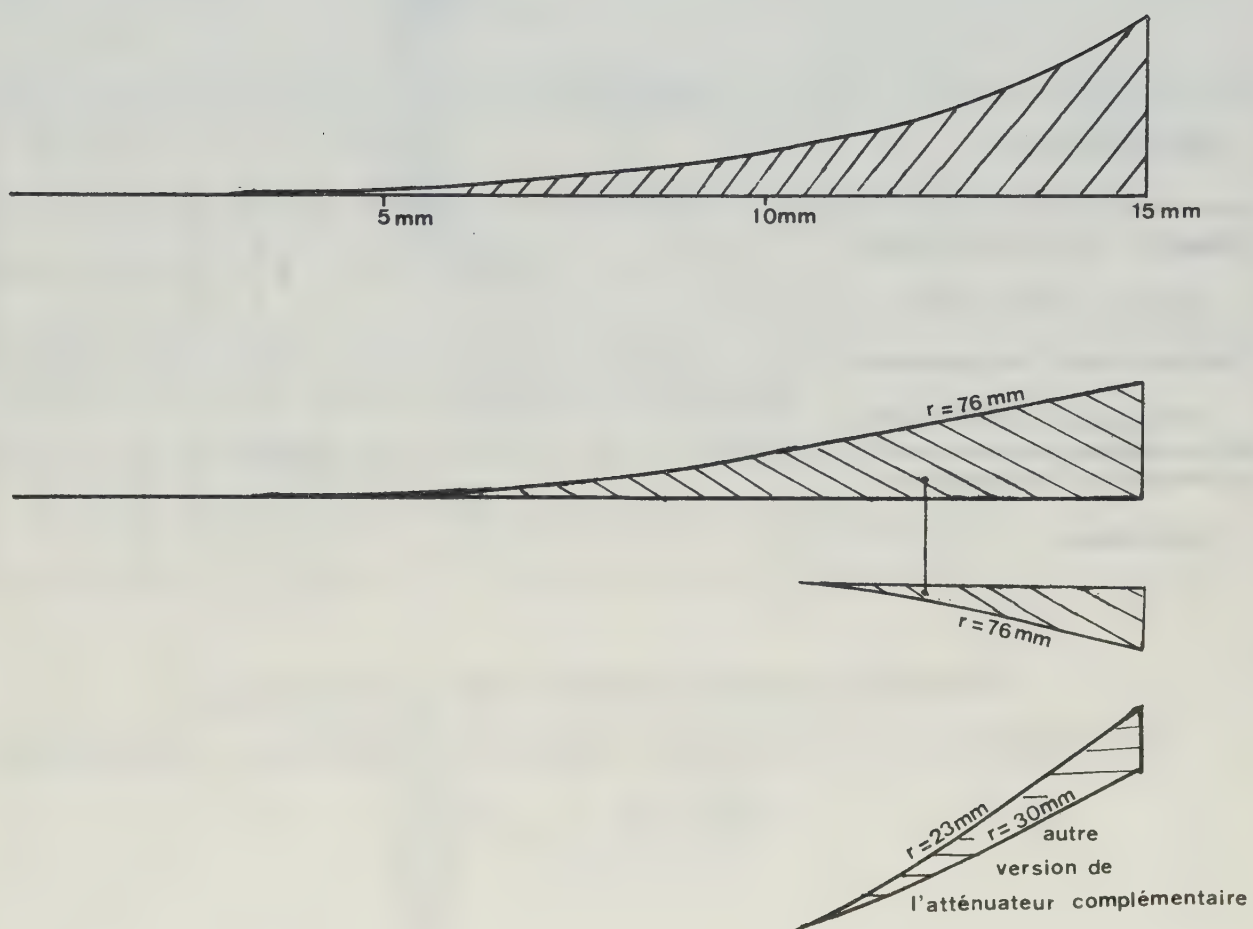


Flux therm. axial dans le trou d'eau 47.

Quelques variations de flux en fonction de l'altitude.

Courbes Figure 28.

Profil d'atténuateur, compte tenu de l'influence du collimateur -



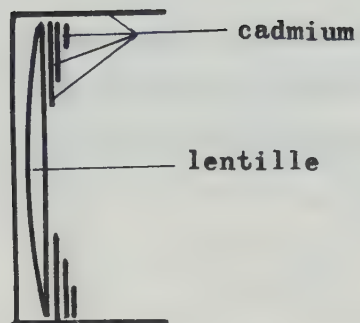
Profil de l'atténuateur (solution en $-h^2$).

Figure 29.

Abscisse(en mm.)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Ordonnée de l'atténuateur idéal ($\pm \epsilon$) (en mm.)	0	ϵ	ϵ	ϵ	ϵ	1	1,2	1,5	3	4	6	8	11	14	19	23,5
ordonnée de l'atténuateur principal ($\pm \epsilon$) (en mm.)	0	0	0	0	ϵ	1	1,2	1,5	3	4	6	7,5	9,5	11,5	13,5	15,5
ordonnée de l'atténuateur complémentaire ($\pm \epsilon$) (mm.)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,5	1,5	3	5,5	8

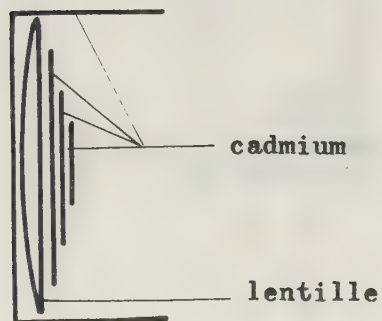
Dimensions (en mm.) du profil idéal (solution en $-h^2$)
de l'atténuateur et des atténuateurs équivalents (principal et complémentaire).

Figure 30.



Modulation en $-h^2$ (avec empilement de cadmium).

Figure 31.



Modulation en $+h^4$ avec empilement de cadmium).

Figure 32.

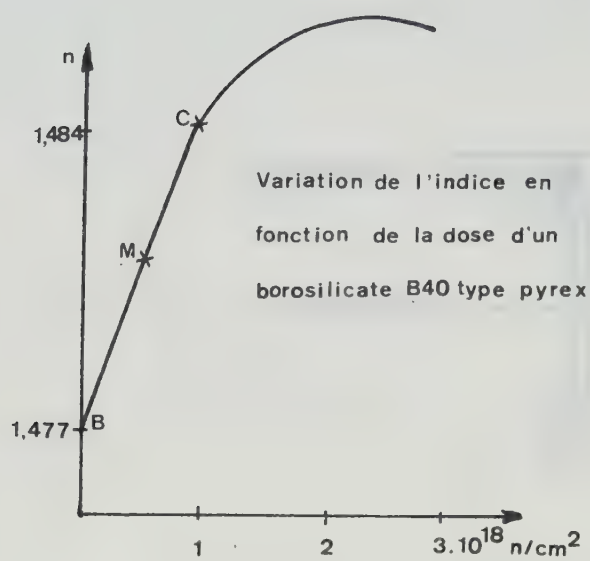
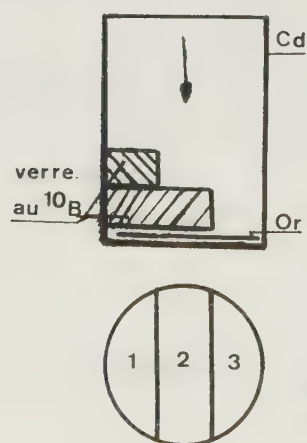


Figure 33



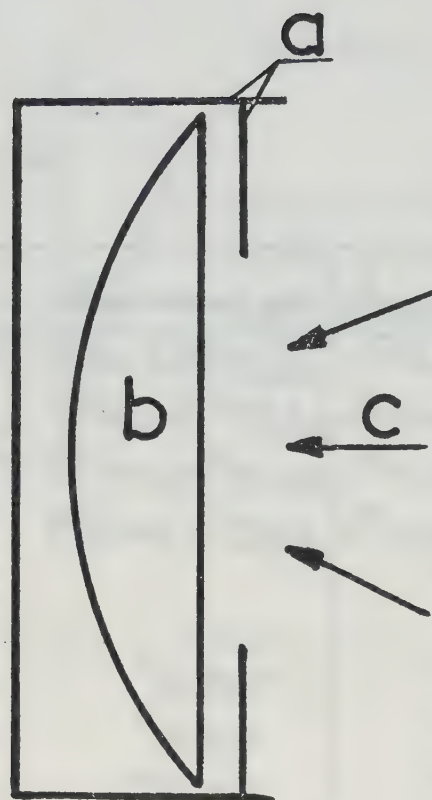
Dispositif d'étalonnage de l'atténuateur par autoradiographie.

Figure 34

	case	Flux thermique(n/cm ² /s)	Flux rapide(n/cm ² /s)	$\phi_{th} / \phi_{rap.}$
Mesures sans collimateur	95	<u>8,22.10¹¹</u> (8,4.10 ¹¹)	<u>1,56.10¹¹</u> (1,8.10 ¹¹)	$\frac{\phi_{th}}{\phi_{rap}} \approx 7$ Sans le collimateur le flux thermique est environ 7 fois supérieur au flux rapide.
	85	<u>3.10¹²</u> (3,07.10 ¹²)	<u>5,3.10¹¹</u> (5,7.10 ¹¹)	
	74	<u>1,3.10¹³</u> (1,39.10 ¹³)	<u>1,66.10¹²</u> (1,8.10 ¹²)	
	65	<u>5,5.10¹³</u> (4,67.10 ¹³)	<u>7,9.10¹²</u> (9,6.10 ¹²)	
Mesures avec collimateur	95	<u>2,75.10¹⁰</u>	<u>1,46.10¹¹</u>	
	85	<u>1,21.10¹¹</u>	<u>5,17.10¹¹</u>	
	74	<u>0,48.10¹²</u>	<u>1,56.10¹²</u>	
	65	<u>2.10¹²</u>	<u>7,7. 10¹²</u>	

Valeurs de flux . Dosimètries.

Tableau Figure 35



a : feuille de cadmium.

b: lentille.

c: flux de neutrons.

Solution simplifiée en $-h^2$.

Figure 36

Echantillons de verre irradiés

<u>Numérotation des</u>	:	:	:	<u>Nom commun</u>	:	<u>Code mécanographique</u>
<u>échantillons</u>	:	:	:		:	
<u>(n° de repère gravé)</u>	:	:	:		:	
	:	:	:		:	
1	→	:	:	B 1664 D	:	801 - 01
2	→	:	:	747	:	801 - 51
3	→	:	:	C 0959	:	
4	→	:	:	C 3956	:	
5	→	:	:	B 40	:	801 - 40
6	→	:	:	C 2060	:	
7	→	:	:	B 8141	:	
8	→	:	:	B 1860	:	
9	→	:	:	D 1729 TA	:	
10	→	:	:	C 1356	:	
11	→	:	:	B 8961	:	
12	→	:	:	C 5757	:	
13	→	:	:	B 3959	:	
14	→	:	:	B 6461	:	
15	→	:	:	C 9736 B	:	
16	→	:	:	C 4846	:	
17	→	:	:	C 9055	:	
18	→	:	:	C 8931	:	
19	→	:	:	PYREX	:	732 - 01
20	→	:	:	VYCOR	:	

Tableau Figure 37

COMPOSITION DES VERRES IRRADIES

EN %

	γ_{640}	747	γ_{560}	γ_{3956}	β_{110}	γ_{2060}	β_{8441}	β_{1860}	γ_{1729}	γ_{1356}	β_{9661}	γ_{5757}	β_{3099}	β_{6461}	γ_{9736}	γ_{4846}	γ_{9055}	γ_{8931}	γ_{432-01}
SiO_2	68,3	68,9	36,25	28,5	74,9	30	53,10	68,1	32,8	32,5	38,05	20	55,4/44,5	66,15	-	29,8	10,6	36,4	80
B_2O_3	11,3	18,25	10,05	14,4	15,8	17,5	-	8,4	-	15,2	13,8	19,3	14,4/44,1	16	34,9	15,3	29,1	-	13
BaO	2,9	-	46,5	48,15	-	49,8	-	-	0,7	42,2	41,55	49	6,3/6,8	25	-	25,5	15,8	-	-
CaO	-	-	-	-	0,7	-	0,15	-	-	-	-	-	0,9	-	-	-	13,9	0,4	-
MgO	-	-	-	-	0,5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PbO	-	-	-	3,65	-	-	34,75	2,3	60,5	5,6	0,2	-	3,8/3,1	1,05	51,8	18,2	-	57,45	-
ZnO	-	-	1,65	2	-	-	-	4,5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
La_2O_3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	9,05	-	-	-	-	27,6	-	-
Na_2O	9,5	0,8	0,9	-	4,2	-	8,7	19	31	-	-	-	12,9/12,7	9,9	-	2	-	3,85	3,5
K_2O	7,5	8,55	0,25	-	1,8	-	2,7	-	2,6	-	0,5	-	5,5/5,6	-	-	-	-	1,5	1,2
ZrO_2	-	-	-	1,3	-	-	-	-	-	-	-	1	-	-	-	7,2	2,3	-	-
Al_2O_3	-	2,65	4,4	2	1,9	2,4	-	0,4	-	4,5	5,9	1,65	0,8	1,9	13,1	2	0,7	-	2,3
Sb_2O_3	0,2	-	-	-	-	0,2	0,3	-	0,3	-	-	-	-	-	-	-	-	0,2	-
As_2O_3	0,3	-	0,1	-	0,2	0,1	0,3	0,3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,2	-
Li_2O	-	0,85	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tableau Figure 38

Activités résiduelles après un mois de décroissance
normalisées à 1 g. de verre et à $\phi : 10^{18} \text{ n.cm}^{-2}$
exprimées en mrad/heure

Echantillon n°	Poids échantil- lon en gramme	Activité $\beta + \gamma$ contre	Activité $\beta + \gamma$ à 10cm	Activité γ contre	Activité γ à 10cm	Rapport $\frac{\beta + \gamma}{\gamma}$ contre	Rapport $\frac{\beta + \gamma}{\gamma}$ à 10cm
1 - 1	1,15004	58	7	9	0,6	6,8	10,9
1 - 2	1,17209	51	6	8	0,6	6,7	10
2 - 1	0,99034	0,6	0	0	0	-	-
2 - 2	1,02615	1,5	0	0	0	-	-
3 - 1	1,53279	87	9	17	1,7	5,2	5
3 - 2	1,50282	111	13	21	2,4	5,3	5,6
4 - 1	1,33710	31	3	9	0,9	3,6	3,3
4 - 2	1,35292	41	4	11	0,9	3,8	4,2
5 - 1	0,99563	4,5	0,5	0,2	0	24	-
5 - 2	0,98222	2	0,4	0,1	0	20	-
6 - 1	1,56509	84	9	15	1,6	5,6	5,7
6 - 2	1,62241	73	8	13	1,5	5,7	5,4
7 - 1	1,38963	58	8	12	1,3	4,9	6,4
7 - 2	1,42367	78	9	13	1,6	6,1	5,9
8 - 1	1,13888	166	18	26	2,9	6,5	6,2
8 - 2	1,15958	142	17	23	2,7	6	6,2
9 - 1	1,92442	176	22	39	4,9	4,5	4,5
9 - 2	1,91830	174	22	38	4,7	4,6	4,7

Tableau Figure 39.

10 - 1	1,57086	81	10	23	2,8	3,5	3,7
10 - 2	1,58894	86	11	25	2,8	3,5	4
11 - 1	1,45105	48	6	10	1,5	5	4
11 - 2	1,47902	54	6	10	1	6,6	6,2
12 - 1	1,74700	99	7	6	0,7	17,6	8,9
12 - 2	1,72068	121	8	7	1	18,4	7,7
13 - 1	1,21990	63	7	11	1,2	5,6	6
13 - 2	1,32169	75	10	14	1,3	5,4	7,3
14 - 1	1,31771	71	9	14	1,3	5,1	6,7
14 - 2	1,32797	55	6	11	0,9	5	6,8
15 - 1	1,86845	1,6	0,2	0,3	0	5,8	-
15 - 2	1,88900	2,1	0,2	0,3	0	6,7	-
16 - 1	1,61193	26	2	5	0,4	5	5,8
16 - 2	1,64352	22	2	3	0,3	6,9	7,6
17 - 1	1,48964	20	2	3	0,3	6,1	6,9
17 - 2	1,52466	21	2	3	0,6	6,2	3,9
18 - 1	1,78704	139	16	29	3,4	4,8	4,7
18 - 2	1,78360	134	16	28	4,7	4,7	3,3
19 - 1	0,91236	1,9	0,7	~ 0,1	0	-	-
19 - 2	0,89813	1,9	0,7	~ 0,1	0	-	-
20 - 1	1,78580	3,7	0,7	0,4	0	9	-
20 - 2	1,75086	3,3	0,8	0,4	0	8	-

Tableau Figure 39 (suite).

Echantillon n°Radioéléments identifiés

$\begin{cases} 1 - 1 \\ 1 - 2 \end{cases}$	^{124}Sb ^{124}Sb
$\begin{cases} 2 - 1 \\ 2 - 2 \end{cases}$	^{124}Sb $^{124}\text{Sb} + ^{60}\text{Co}$
$\begin{cases} 3 - 1 \\ 3 - 2 \end{cases}$	$^{131}\text{Ba} + ^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$ $^{131}\text{Ba} + ^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$
$\begin{cases} 4 - 1 \\ 4 - 2 \end{cases}$	$^{131}\text{Ba} + ^{181}\text{Hf} + ^{124}\text{Sb} + ^{95}\text{Zr} + ^{65}\text{Zr}$ $^{131}\text{Ba} + ^{181}\text{Hf} + ^{124}\text{Sb} + ^{95}\text{Zr} + ^{65}\text{Zr}$
$\begin{cases} 5 - 1 \\ 5 - 2 \end{cases}$	$^{192}\text{Ir} + ^{181}\text{Hf} + ^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$ $^{192}\text{Ir} + ^{181}\text{Hf} + ^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$
$\begin{cases} 6 - 1 \\ 6 - 2 \end{cases}$	$^{131}\text{Ba} + ^{124}\text{Sb}$ $^{131}\text{Ba} + ^{124}\text{Sb}$
$\begin{cases} 7 - 1 \\ 7 - 2 \end{cases}$	^{124}Sb ^{124}Sb
$\begin{cases} 8 - 1 \\ 8 - 2 \end{cases}$	$^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$ $^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$
$\begin{cases} 9 - 1 \\ 9 - 2 \end{cases}$	^{124}Sb ^{124}Sb
$\begin{cases} 10 - 1 \\ 10 - 2 \end{cases}$	$^{131}\text{Ba} + ^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$ $^{131}\text{Ba} + ^{124}\text{Sb} + ^{65}\text{Zn}$

Tableau Figure 40.

$\begin{cases} 11 - 1 \\ 11 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} \\ {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} \end{matrix}$
$\begin{cases} 12 - 1 \\ 12 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{233}\text{Pa}^* + {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{140}\text{La} \\ {}^{233}\text{Pa}^* + {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{140}\text{La} \end{matrix}$
$\begin{cases} 13 - 1 \\ 13 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} \\ {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} \end{matrix}$
$\begin{cases} 14 - 1 \\ 14 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} \\ {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} \end{matrix}$
$\begin{cases} 15 - 1 \\ 15 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{233}\text{Pa}^* + {}^{124}\text{Sb} + {}^{65}\text{Zn} \\ {}^{233}\text{Pa}^* + {}^{124}\text{Sb} + {}^{65}\text{Zn} \end{matrix}$
$\begin{cases} 16 - 1 \\ 16 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{181}\text{Hf} + {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} \\ {}^{181}\text{Hf} + {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} \end{matrix}$
$\begin{cases} 17 - 1 \\ 17 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} \\ {}^{131}\text{Ba} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} \end{matrix}$
$\begin{cases} 18 - 1 \\ 18 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{124}\text{Sb} + {}^{60}\text{Co} \\ {}^{124}\text{Sb} + {}^{60}\text{Co} \end{matrix}$
$\begin{cases} 19 - 1 \\ 19 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{181}\text{Hf} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} + {}^{46}\text{Sc} \\ {}^{181}\text{Hf} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} + {}^{46}\text{Sc} \end{matrix}$
$\begin{cases} 20 - 1 \\ 20 - 2 \end{cases}$	$\begin{matrix} {}^{181}\text{Hf} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} \\ {}^{181}\text{Hf} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{95}\text{Zr} \end{matrix}$

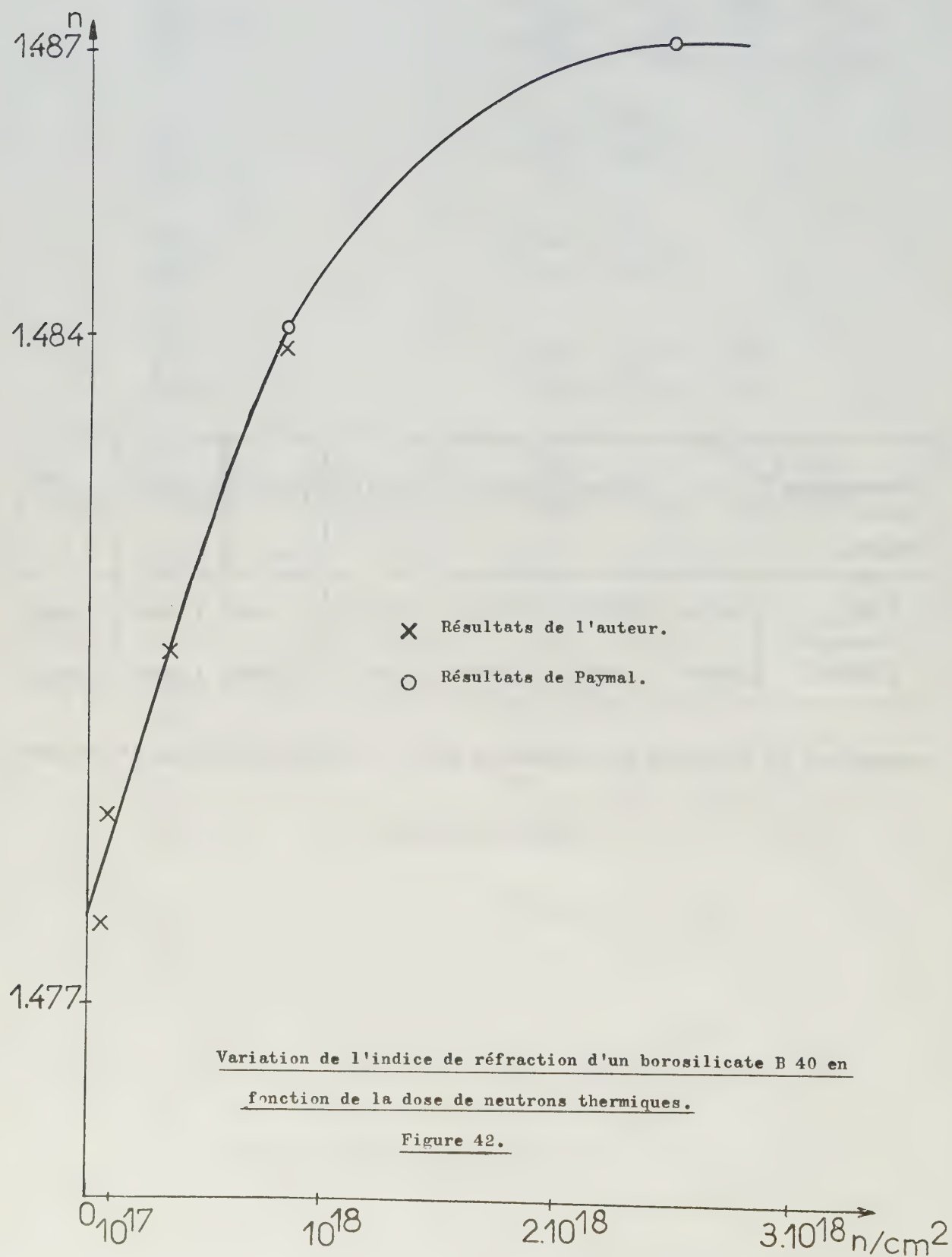
* ${}^{233}\text{Pa}$ vient de la réaction : ${}^{232}\text{Th} (n, \gamma) \longrightarrow {}^{233}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}\text{Pa}$

Tableau Figure 40 (suite).

Doses(n/cm ²)	0	3,3.10 ¹⁶	5,4.10 ¹⁶	8,5.10 ¹⁶	2,6.10 ¹⁷	8,5.10 ¹⁷	10 ¹⁸
Verres	0	1	2	3	4	5	6
B 40	1,4723	1,4726	1,4727	1,474	1,4757	1,4762	1,4793
C 6735	1,6667	1,6668	1,6668	1,6667	1,6668	1,6667	1,6668

Variations de l'indice de réfraction avec la dose de neutrons thermiques.

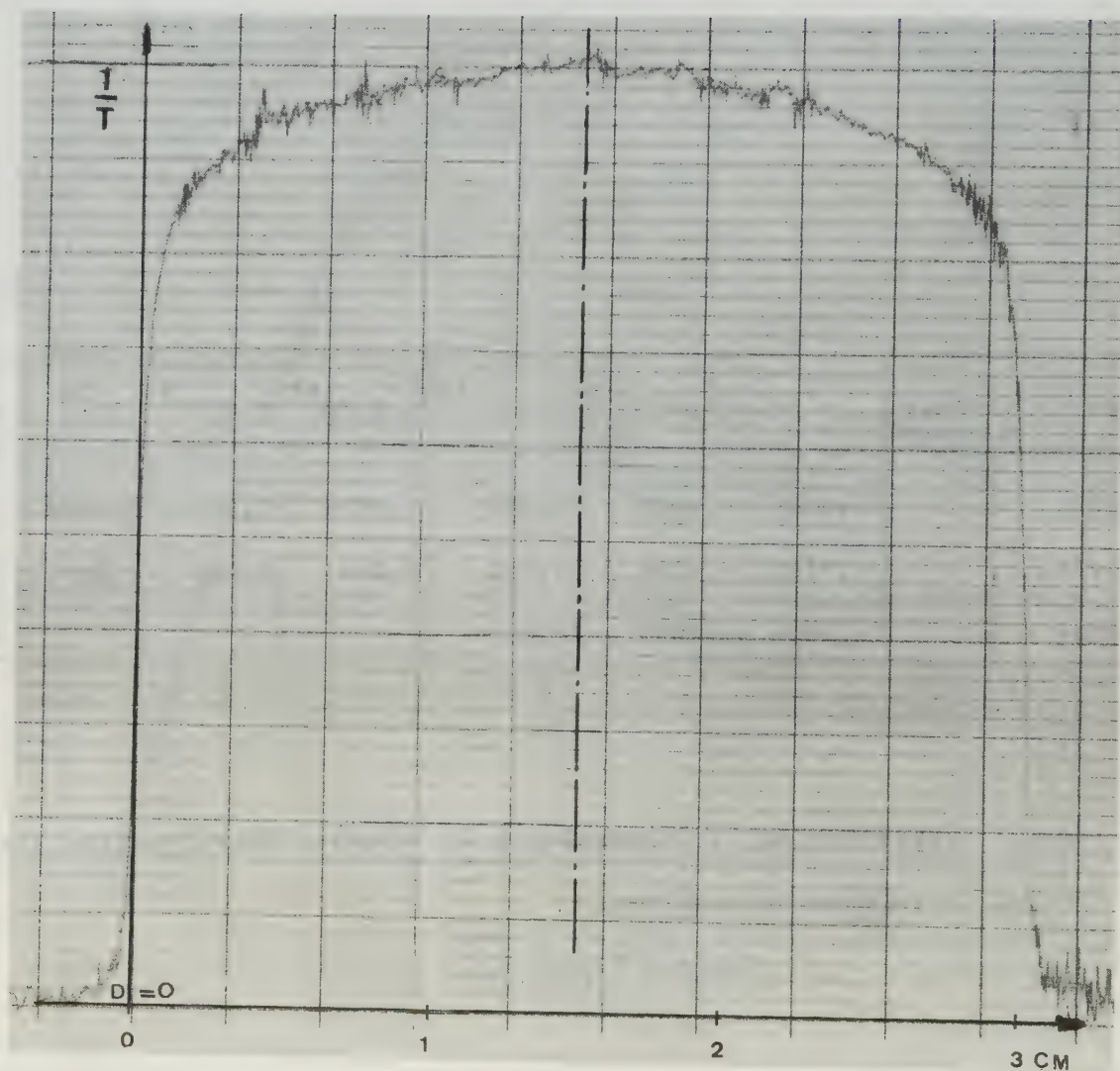
Tableau Figure 41



Verres \ Doses (n/cm ²)	0	$3,3 \cdot 10^{16}$	$5,4 \cdot 10^{16}$	$2,6 \cdot 10^{17}$	$8,5 \cdot 10^{17}$	10^{18}	10^{19}
B 40	0,0070	0,0066	0,0067	0,0068	0,0067	0,0064	0,0068
C 6735	0,0198	0,0198	0,020	0,020	0,020	0,020	0,0198
B 1664	0,0079	0,0078	0,0074				

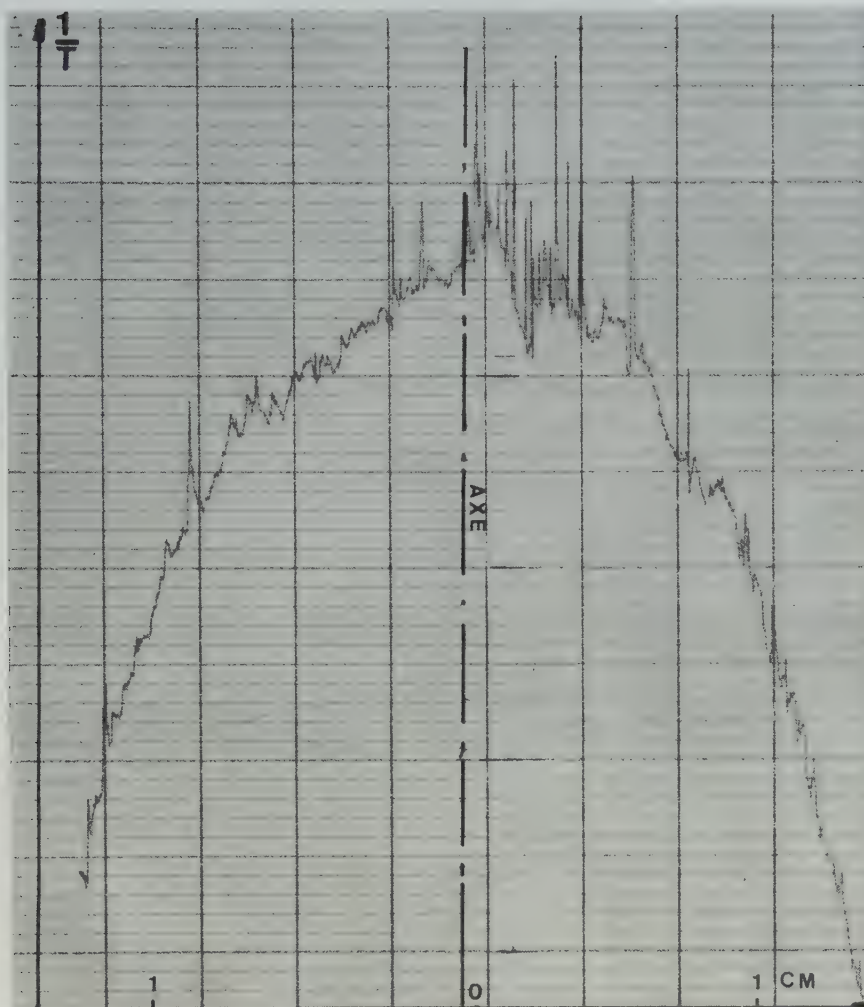
Variation de la dispersion (de l'indice de réfraction) avec
la dose de neutrons.

Tableau Figure 43.



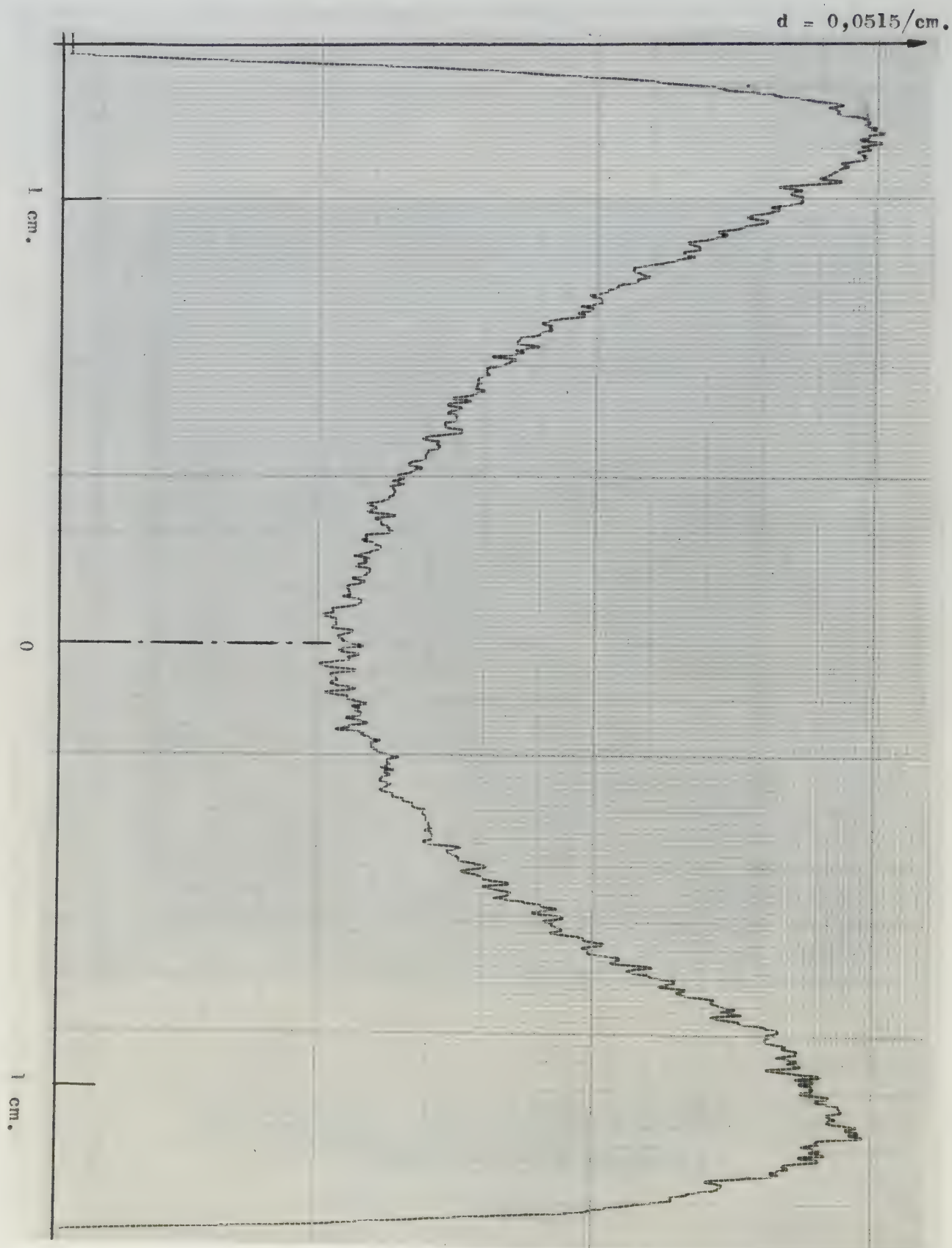
Autoradiographie (loi en $-h^2$).

Figure 44.



Antoradiographie (loi en $-h^2$), sensibilité
supérieure à la précédente.

Figure 45.



Autoradiographie (loi en $+h^4$).

Figure 46.

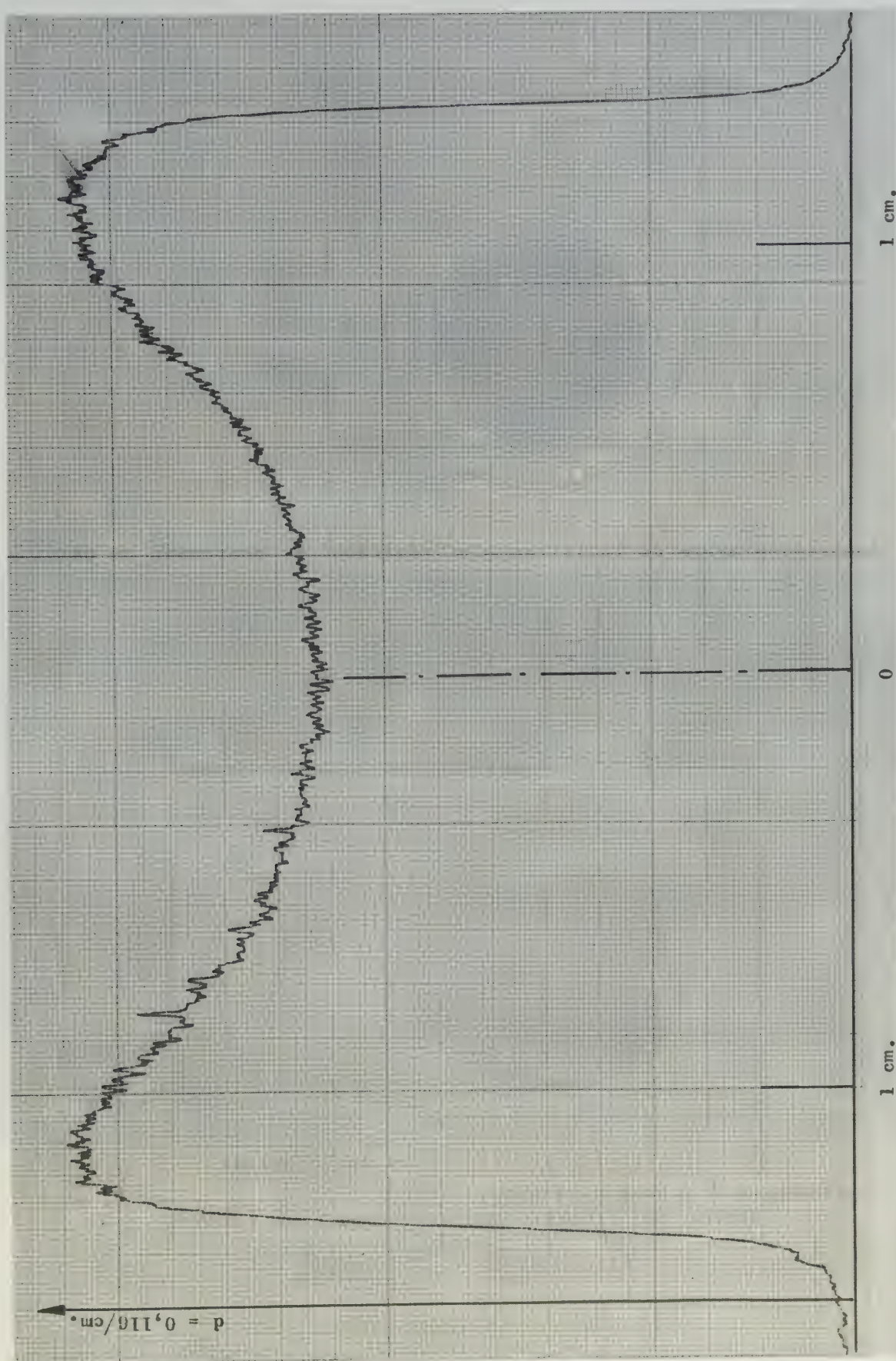
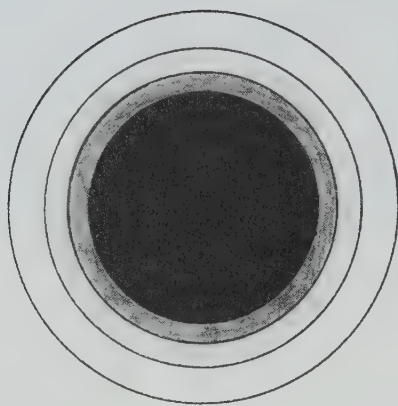
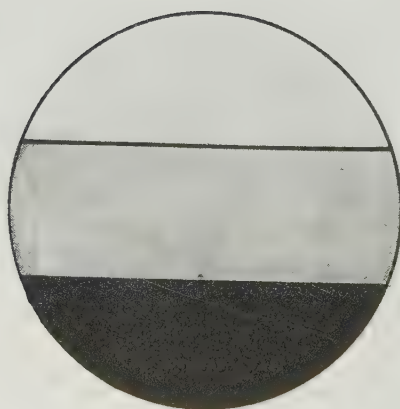


Figure 47 : Autoradiographie (loi en $+h^4$), sensibilité inférieure à la précédente.



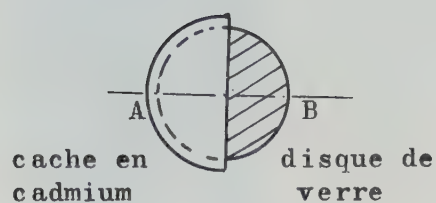
Autoradiographie de la loi en $-h^2$ réalisée par couronnes de cadmium.
(schéma de l'original).

Figure 48.



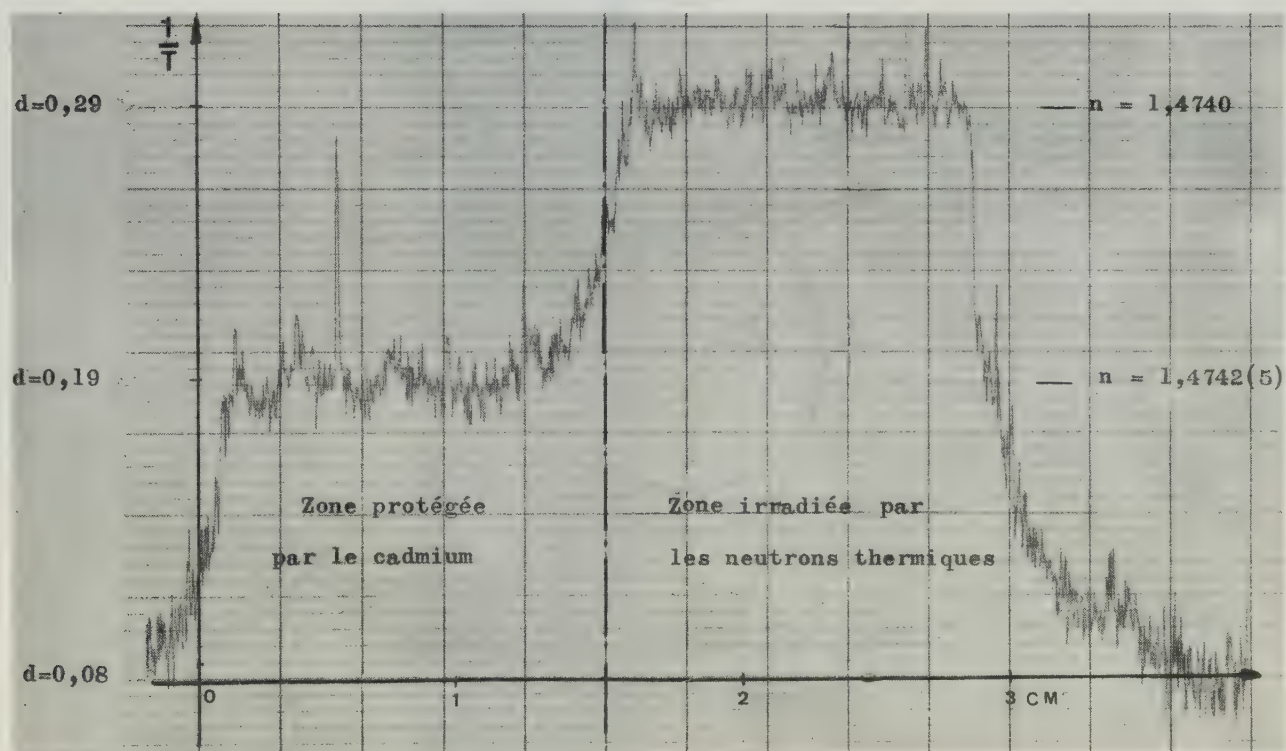
Autoradiographie réalisée avec des échelons
de cadmium (schéma de l'original).

Figure 49.



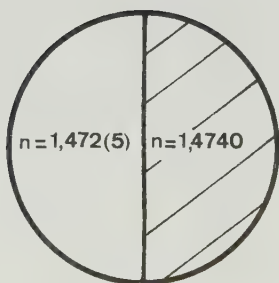
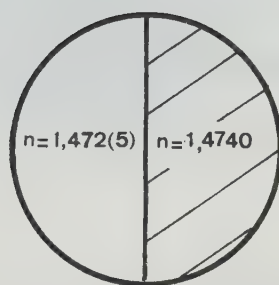
Montage pour irradier la moitié d'un disque

Figure 50.



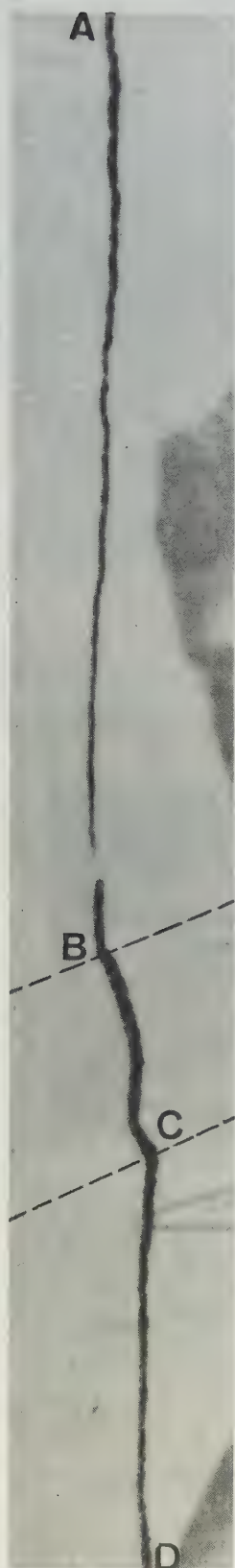
Autoradiographie d'un disque irradié par moitié.

Figure 51.



Disques à 2 indices de réfraction.

Figure 52.

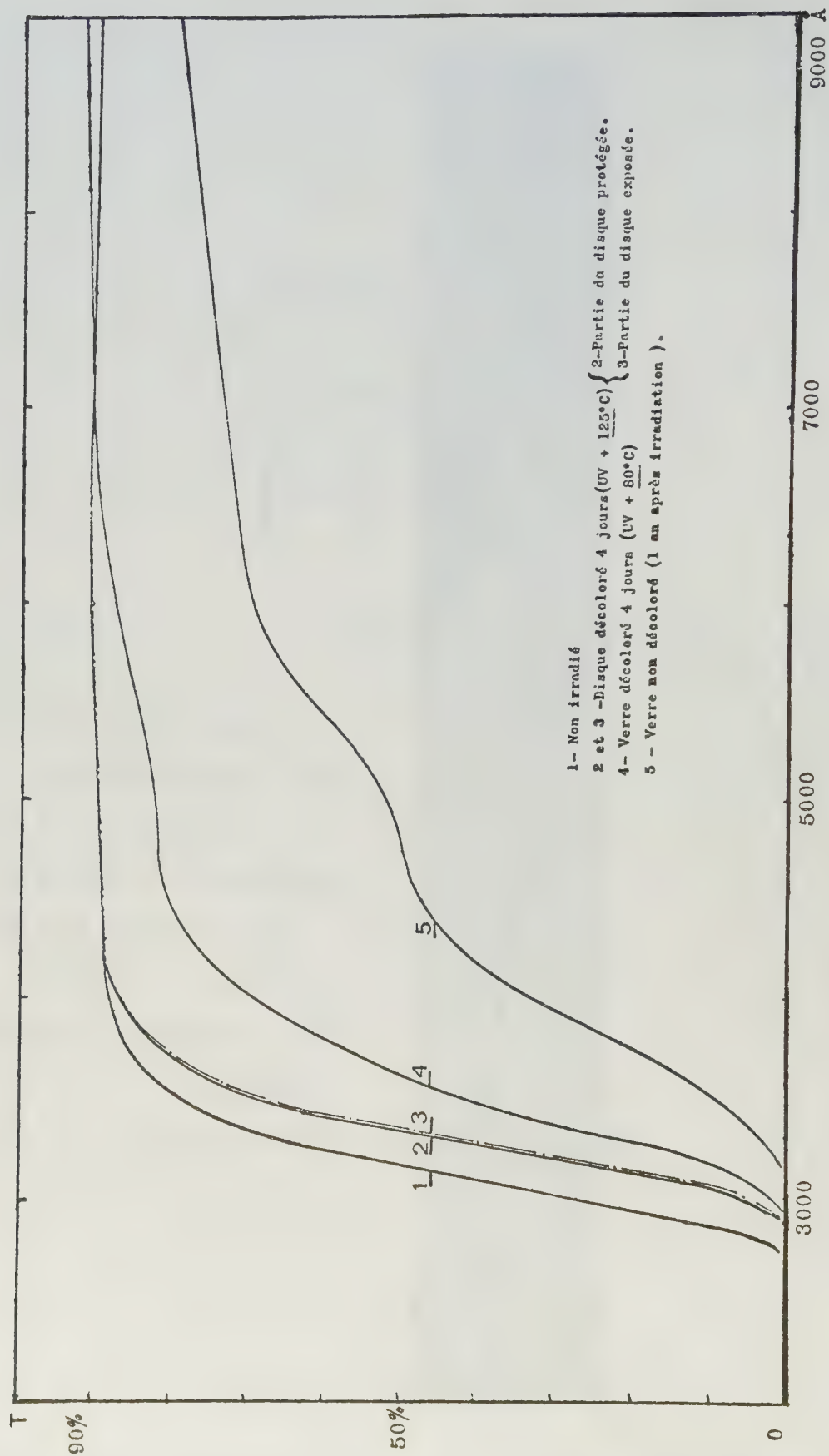


L'image se compose de AB d'une part, de CD d'autre part.

Le segment AB paraît translaté parallèlement au segment CD.

La zone BC est la zone de transition , correspondant au bord(peu régulier) de la feuille de cadmium.

(grossissement : x 15 environ).

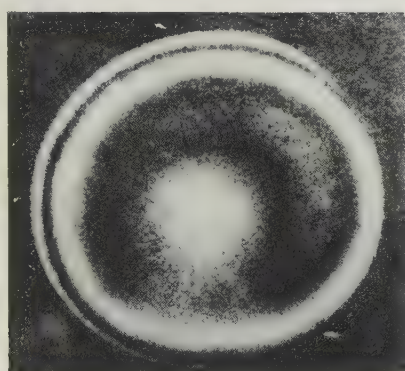


Spectre optique des phases de la décoloration.
 Figure 54.

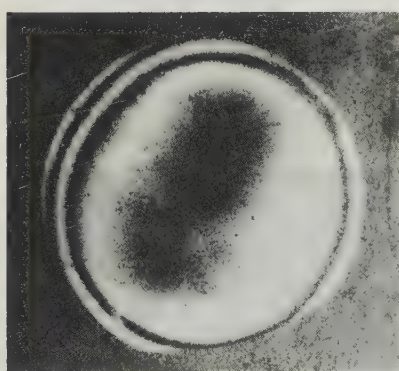
Lentille N°	Nickel N°	ϕ rapide (n/cm ²)	Cobalt N°	ϕ thermique (n/cm ²) (derrière la lentille)
13	3		70	
14	51	$1,27 \cdot 10^{18}$	26	$2,1 \cdot 10^{17}$
15	52	$1,52 \cdot 10^{18}$	27	$1,62 \cdot 10^{17}$

Contrôle des doses.

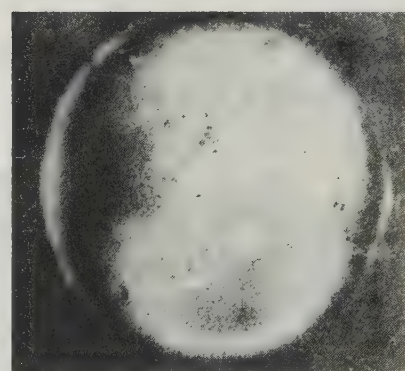
Tableau Figure 55.



Lentille témoin non
irradiée : 3 à 4 franges
environ



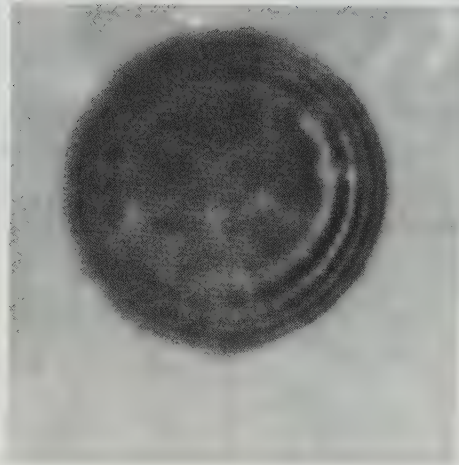
Lentille irradiée à
faible dose : 3 franges
environ



Lentille corrigée,
irradiée à $7 \cdot 10^{17}$ n/cm² :
1 frange.

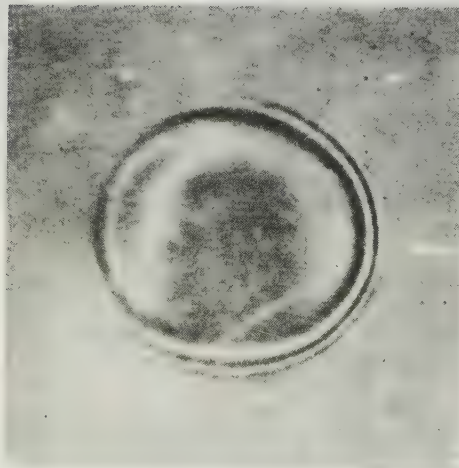
Interférogrammes des lentilles corrigées, ouvertes à f/10 (solution en $-h^2$).

Figure 56 .



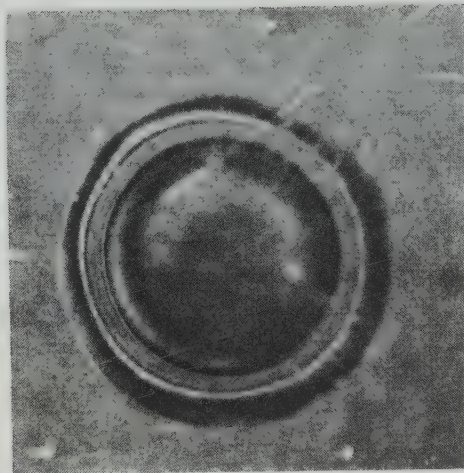
Interférogramme d'une lentille non-corrigée.

Figure 57.



Interférogramme d'une lentille corrigée.

Figure 58.



Interférogramme d'une lentille corrigée dans un montage simplifié.

Figure 59.

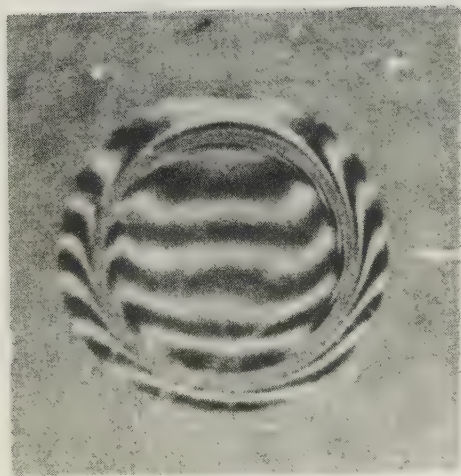


Figure 60

Interférogramme d'une lentille identique.

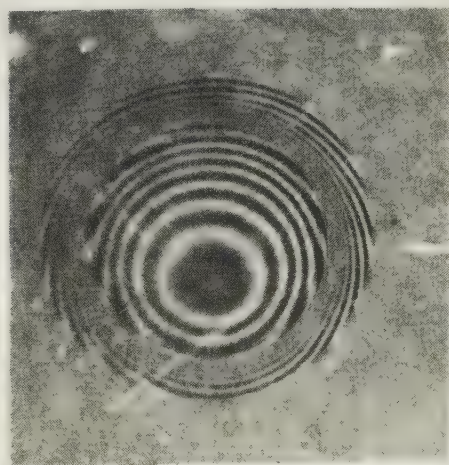
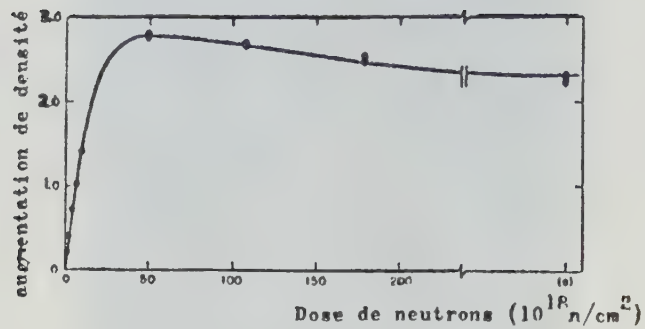


Figure 61

Figures 60 et 61.



• Evolution de la densité de la silice vitreuse par irradiation en réacteur nucléaire ; cercles blancs : densité calculée à partir de l'expansion ; cercles pleins : tracée à partir des déterminations de densité. Les cercles divisés verticalement proviennent d'une mesure de densité précise effectuée deux ans plus tard.

Figure 62

dose	10^{20} nvt	2.10^{20} nvt
verre	activité à 1 cm	
Verre de silice	2 mr/h	2 mr/h
Pyrex	10 mr/h	30 mr/h
Verre au plomb	500 mr/h	900 mr/h
Verre plat	10 mr/h	15 mr/h

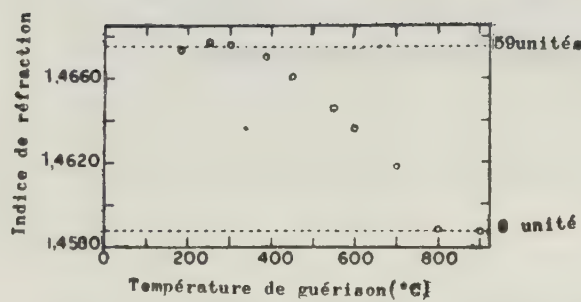
Activités résiduelles de verres irradiés à hautes doses.

Figure 63.

Elément	Pourcent.	atomes/cm ³	Section de réaction (10 ⁻²⁴ cm ²)		Sect. efficace totale (cm ² /cm ³)	
			réaction	diffusion	réaction	diffusion
Si	0,3280	1,480x10 ²²	0,1	1,7	0,002	0,024
B ¹⁰	0,0154	0,199	4010	4	8,010	0,008
B ¹¹	0,0670	0,780	...	4,4	...	0,033
Li	0,0052	0,091	71	1,4	0,064	0,001
K	0,0049	0,017	2	2	...	...
O	0,5795	4,660	...	...	...	...
Total			7,227 x 10 ²²		8,08	0,066
Sections efficaces relatives					99,2 %	0,8 %

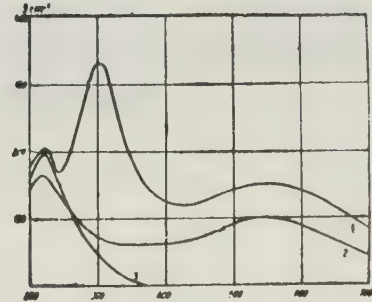
Sections efficaces relatives de diffusion et de réaction
d'un verre au bore.

Figure 64.



Guérison de l'indice de réfraction d'un disque de silice vitreuse irradié à 59 unités et chauffé à des températures de plus en plus élevées par périodes d'une demi-heure.
d'après Primak, Fuchs et Day (J. Am. Cer. Soc.V.38, p. 135, 1955)
(guérison indice)

Figure 65 .



Courbe 1 : surcroît d'absorption apporté par l'irradiation.
Courbe 2 : ce qu'il en reste après 90 minutes à 200°.
Courbe 3 : ce qu'il en reste après six heures à 260°.
d'après Mayer (J. Ch. Phys. T. 49, 1952, p. 204.
(guérison coloration)

Figure 66.

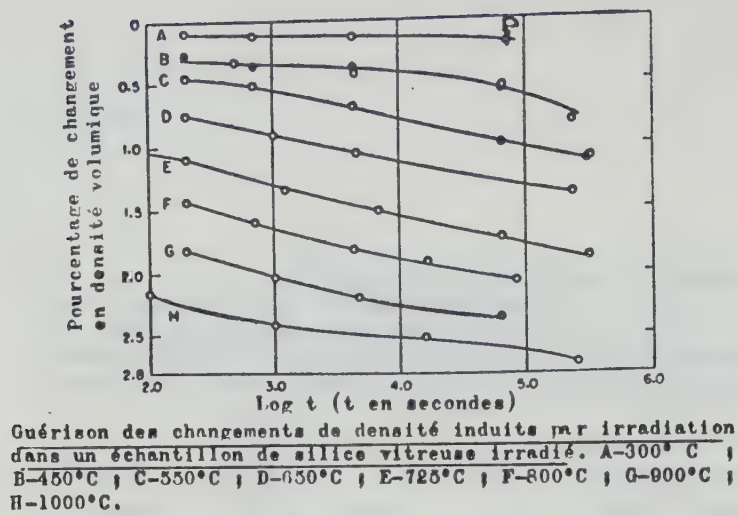
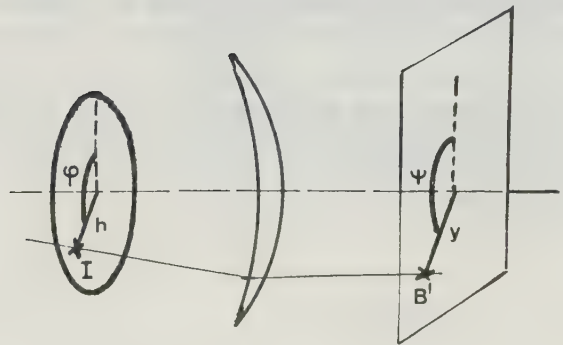
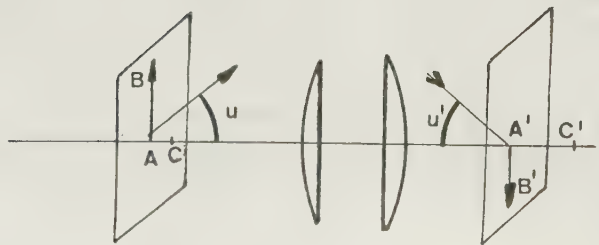


Figure 67.



Expression de la déformation de la surface d'onde.

Figure 68.



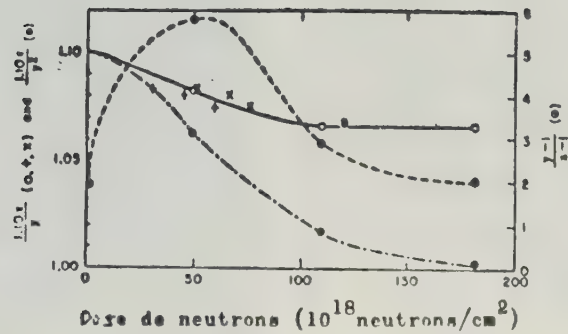
Conditions d'Abbe et de Herschel.

Figure 69.

Ion	Energie des ions(keV)	Pénétration effective(μ)	En angströms
H ₂ ⁺	19,9	0,235	2350
H ₂ ⁺	32,6	0,338	3380
D ₂ ⁺	12,8	0,219	2190
D ₂ ⁺	18,8	0,290	2900
D ₂ ⁺	29,6	0,400	4000
H ₂ ⁺	23,5	0,272	2720

Pénétrations d'ions de différentes énergies dans le quartz et la silice.

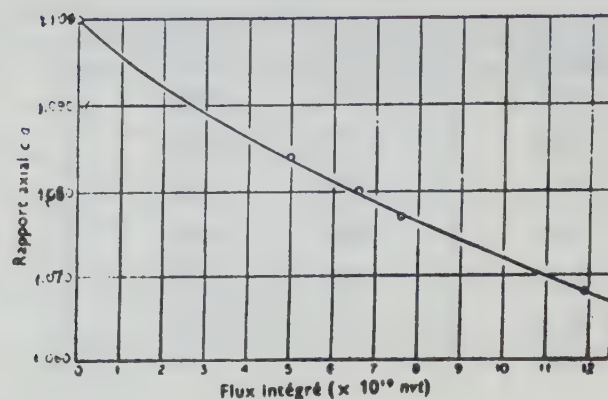
Figure 70



Evolution des rapports des expansions radio-induites perpendiculaire et parallèle à l'axe optique dans le quartz.

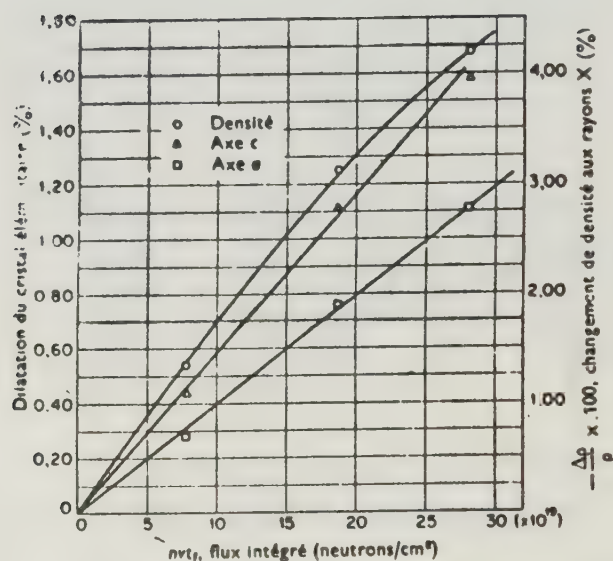
Evolution des expansions radio-induites.

Figure 71.



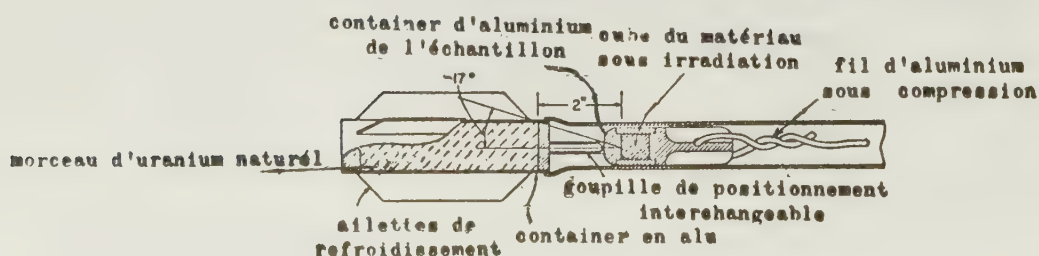
— Changement du rapport axial du quartz par irradiation aux neutrons rapides.

Figure 72.



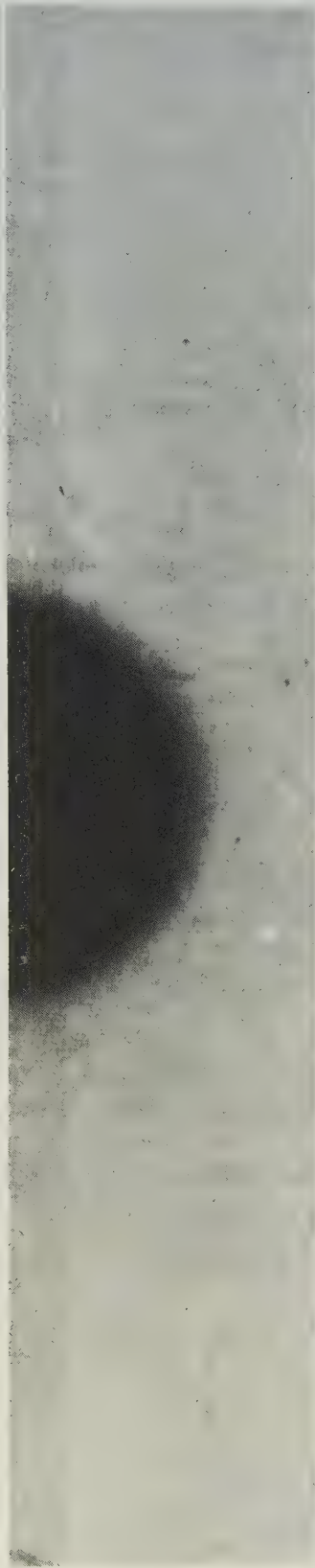
— Effet de l'irradiation sur la densité et la dilatation du cristal élémentaire dans les monocristaux de zircon.

Figure 73 .



dispositif utilisé pour obtenir un flux de neutrons rapides partiellement collimaté.

Figure 74

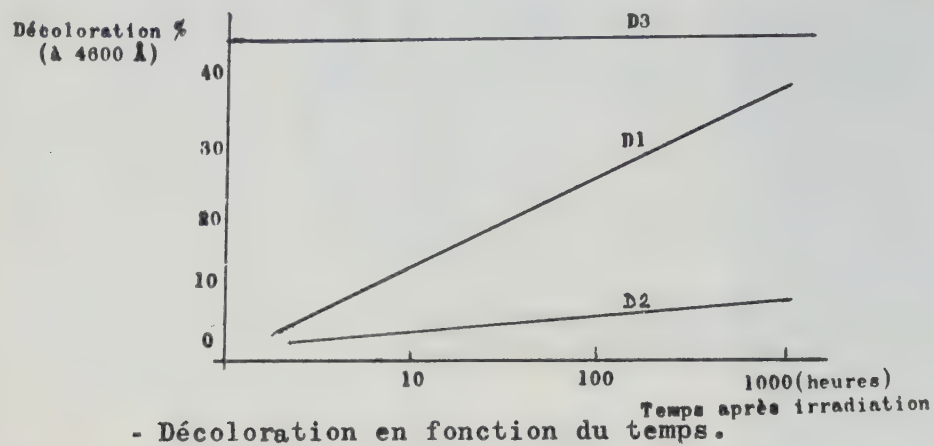


Il est intéressant de noter que cette variation a été obtenue sur un échantillon entièrement irradié puis partiellement décoloré dans une enceinte à 125 °C par ultraviolet.

L'image du 1/2 cercle est la trace du cache qui a arrêté l'ultraviolet.

Cliché réalisé 30 mois après irradiation.

Stabilisation de la coloration par chauffage limité

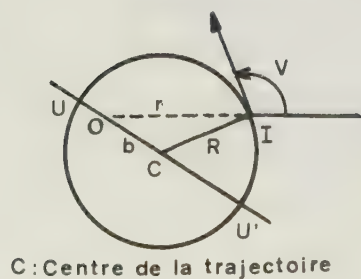


D1 : Verre irradié à 10^6 r.

D2 : Verre irradié à 10^8 r.

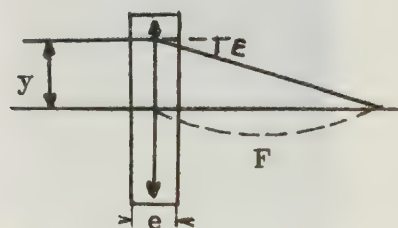
D3 : Verre irradié à 10^6 r et chauffé à 125°C - La coloration est stable pour ce verre préalablement chauffé pendant une heure.

Figure 76.



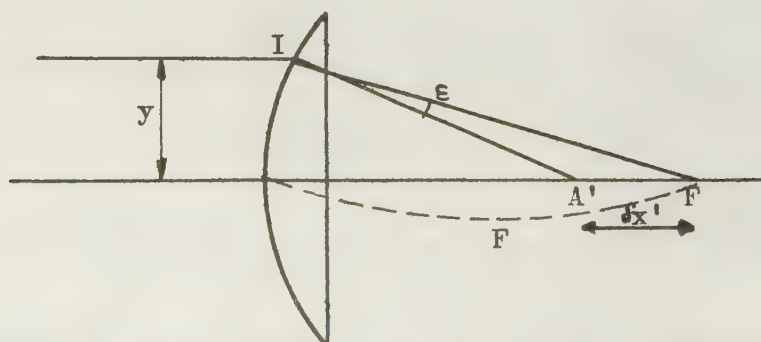
Condition pour que le rayon lumineux soit un cercle.

Figure 77



Lame convergente à faces planes et parallèles.

Figure 78.



Lentille stigmatique approchée.

Figure 79.

Vu et approuvé
ORSAY, le 26 janvier 1971
Le Président de l'Université Paris Sud

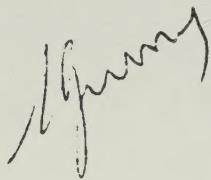
A handwritten signature in dark ink, appearing to be 'M. Guenou', written in a cursive style.

Figure 1. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

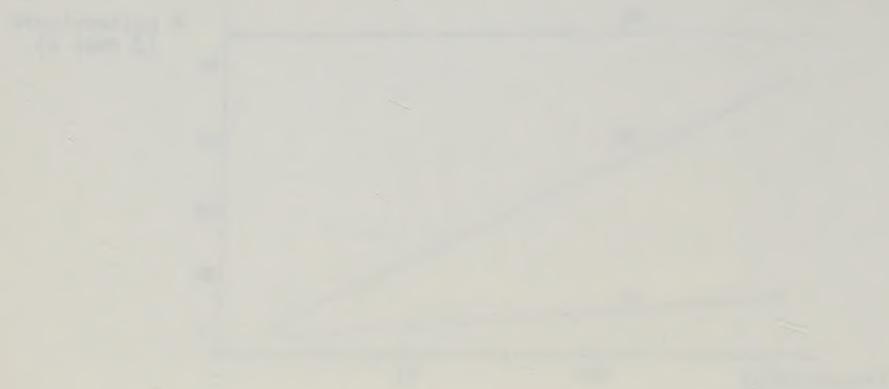


Figure 1. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

1. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

2. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

3. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

4. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

Figure 2. A diagram showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.



Figure 2. A diagram showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

5. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

6. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

7. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

Handwritten signature or note.

8. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

9. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

10. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.



Figure 3. A diagram showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

11. A graph showing the relationship between the concentration of a solution and its refractive index.

